

Spektroskopie der Oktupolkorrelationen von ^{231}Pa und ^{229}Pa
mit adaptierten Koinzidenzteilkendektorsystemen

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Michael B. Wirkner
aus München

20. Januar 2003

Hinweise für den Leser:

Die Erläuterungen zu verwendeten Abkürzungen oder Begriffen finden sich im Glossar (S. 182). Ein Index (S. 187) hilft beim Aufsuchen von Stichworten.

Im Literaturverzeichnis (S. 166) ist eine Rückreferenz auf die Seiten der Zitierung im Text angegeben.

Verweise auf Tabellen, Abbildungen, Gleichungen und Textstellen enthalten neben deren Nummern die entsprechende Seitenangabe, wenn sie nicht auf der aktuellen Doppelseite liegen. Verweise auf die Seiten der vorausgegangenen bzw. folgenden Doppelseite werden mit vorige D. bzw. nächste D. gekennzeichnet.

Eine Version zur elektronischen Datenverarbeitung liegt im PDF-Format für Adobe Acrobat[®] vor und nutzt die erweiterten Möglichkeiten dieses Mediums.

Die **grünen Verweise** führen bei Aktivierung auf die entsprechenden Stellen bzw. Seiten im Text. Die **braunen Wörter** weisen auf das Glossar.

Blaue Verweise führen zu Stellen außerhalb des Textes (Internet).

Soweit möglich sind Verweise auf Literaturangaben mit direktem Zugriff auf Abstracts und Volltexte bereitgestellt.

Aufgrund des dynamischen Wandels des WWW und der derzeitigen unvollständigen Standardisierung ist keine Garantie über die Zeitdauer der Verfügbarkeit von Informationen außerhalb des Dokumentes gewährleistet und der Zugriff kann auf Bereiche z.B. auf IP-Adressen der Universität München beschränkt sein.

Rechtshinweise:

Das Dokument dient akademischen Zwecken mit Hinweischarakter gemäß der Promotionsordnung der Fakultät für Physik der **LMU** München.

Auf die derzeitigen Inhalte der Verweise und deren Unterverweise außerhalb des Textes hat der Autor keinen Einfluss. Der Zugriff auf Informationen außerhalb des Dokumentes ist derzeit nicht Teil der Software der Dokumentdarstellung.

Zum Zeitpunkt der Dokumenterstellung wurden bei ordnungsgemäßer Verwendung von Standardsoftware gemäß Teledienstgesetz augenscheinlich gesetzeskonforme Inhalte der Verweise angezeigt. Von anderen Inhalten distanziert sich der Autor.

Die Nennung gegebenenfalls geschützter Marken- und Warenzeichen lässt nicht den Schluss zu, dass die Zeichen frei von Rechten Dritter sind und stellt keine Werbung für Produkte oder Aussagen über deren Tauglichkeit dar.

Haftungsansprüche aus der Verwendung des Dokumentes werden ausgeschlossen.

1. Gutachter: Prof. Dr. J. de Boer
 2. Gutachter: Prof. Dr. D. Habs
- Tag der mündlichen Prüfung: 4. Juli 2003

*"All I wanted to say," bellowed the computer,
"is that my circuits are now irrevocably committed
to calculating the answer
to the Ultimate Question of Life, the Universe, and Everything -...
but the programme will take me a little while to run."*

Fook glanced impatiently at his watch.

"How long?" he said.

"Seven and a half million years," said Deep Thought.

⋮

The Time of Waiting is over!...

*"Seven and a half million years our race has waited
for this Great and Hopefully Enlightening Day!"...*

"The Day of the Answer!"...

"The Answer to the Great Question ..."

"Of Life, the Universe and Everything ..." said Deep Thought....

"Is ..." said Deep Thought, and paused....

"Is ..."

"Forty-two," said Deep Thought, *with infinite majesty and calm.*

*There is a theory which states
that if ever anyone discovers exactly what the Universe is for,
and why it is here,
it will instantly disappear and
be replaced by something even more bizarre and inexplicable.*

*There is another theory which states
that this has already happened.*

Douglas Adams, *The Restaurant at the End of the Universe*

Zusammenfassung

Die Form eines Kerns ist nach klassischer Vorstellung durch einen Bereich konstanter Dichte positiver Raumladung in einem körperfesten Bezugssystem definierbar.

Experimentelle Beobachtungen lassen sich durch Symmetrieabweichungen von einer Kugelform des Kerns deuten. Die statischen Kernformen im Periodensystem nahe dem Tal der Stabilität sind überwiegend rotationssymmetrisch und hauptsächlich quadrupoldeformiert (amerikanischer Fußball oder Linse). Bei Kernen in zeitlich veränderlichen Anregungszuständen sind mit zunehmender Energie außerdem asymmetrische Terme bekannt, wie die Oktupoldeformation (Birnenform).

Im Bereich der Aktiniden liegt eine Übergangsregion zu möglicher „statischer Oktupoldeformation“. Bei konstanter Protonenzahl ($Z=91$) wurde der Einfluss der Änderung von Oktupolkorrelationen mit der Neutronenzahl auf die Struktur von ^{231}Pa und ^{229}Pa untersucht.

In Richtung zunehmender Oktupolwechselwirkung gab ein für die $^{231}\text{Pa}(22\text{ MeV } p, t\gamma)^{229}\text{Pa}$ Reaktion optimiertes Detektorsystem am Tandem-Beschleuniger Labor der Universitäten Münchens experimentelle Hinweise auf die Grundzustandsenergie von ^{229}Pa .

Die detaillierte Untersuchung durch Coulombanregung mit 148 MeV ^{32}S und 255, 260, 261 MeV ^{58}Ni Projektilen klärte offene Fragen der Struktur von ^{231}Pa bei abnehmenden Oktupolkorrelationen und bestimmte neben einem erweiterten Niveauschema eine Vielzahl von Übergangsmatrixelementen, sowie die sie global beschreibenden Parameter.

Zur hochauflösenden, Compton-unterdrückten und untergrundreduzierten γ -Spektroskopie nach Coulombanregung wurde ein segmentierter Detektor zum Nachweis in Koinzidenz gestreuter Teilchen für das **NORDBALL** γ -Spektrometer des Tandem-Beschleuniger Labors des Niels Bohr Instituts, Risø (Dänemark), mit zugehöriger Auswertungs elektronik und Software entwickelt. In das Detektorsystem ist eine Ergänzung der Universität Warschau (Polen) integrierbar. Anfänglich konnte ein Si-Detektor des College of Industrial Technology, Amagasaki (Japan) genutzt werden.

Das $1/2[530]$ Grundzustandsband von ^{231}Pa wurde bis zum Zustand mit Spin $39/2^-$, das $1/2[400]+1/2[660]$ Paritätspartnerband bis $23/2^+$ und das $3/2[651]$ Seitenband bis $37/2^+$ beobachtet.

Die Simulation der Coulombanregung mit dem Computerprogramm **GOSIA** half ein Modellsystem aus drei Bändern mit 47 Zuständen und verbindenden 672 Matrixelementen der E1, E2, E3, E4 und M1 Übergänge an die experimentellen Daten mit $\chi^2/n \approx 1$ anzupassen. Soweit möglich blieb die Rechnung modellunabhängig und führte zu Werten für Modellparameter der Multipolmomente und der Deformation. Auf die Bestimmbarkeit von Vorzeichen der Matrixelemente wurde eingegangen. Verschiedene Methoden der Fehleranalyse kamen zum Einsatz.

Die Ergebnisse wurden in das experimentelle Umfeld der Nachbarkerne eingeordnet. Ein Vergleich der spektroskopischen Resultate mit Rechnungen an der Karls-Universität, Prag (Tschechische Republik), im Ein-Quasiteilchen-plus-Phonon Modell mit Corioliskopplung wurden angegeben.

Abstract

The shape of a nucleus can be defined in a classical view by a sphere of constant density of positive space-charge in a body-fixed frame of reference.

Experimental observations can be interpreted as deviations from spherical symmetry of the nucleus. Static shapes of nuclei in the periodic table near the valley of stability predominantly are rotationally symmetric and mostly quadrupole deformed (American football or lens). For nuclei in time-dependent excited states asymmetric terms are known, like octupole deformation (pear shape).

The group of actinides lies in a transition region with possible “static octupole deformation”. For a fixed proton number ($Z = 91$) the impact of changing octupole correlations with neutron number on the configuration of ^{231}Pa and ^{229}Pa was analysed in the present work.

A detector optimized for the reaction $^{231}\text{Pa}(22\text{ MeV p,t}\gamma)^{229}\text{Pa}$ at the Munich Universities tandem accelerator laboratory gave experimental clues of the ^{229}Pa ground-state energy.

A detailed study of ^{231}Pa by Coulomb-excitation with 148 MeV ^{32}S und 255, 260, 261 MeV ^{58}Ni projectiles can answer open questions on octupole correlations and determines a multitude of transition matrix elements as well as their global parameters in an enlarged level scheme.

A segmented coincidence detector for backscattered particles with read-out electronics and software for high resolution, combined with Compton-suppressed and background-reduced γ -spectroscopy following Coulomb-excitation was developed for the NORDBALL γ -spectrometer of the Niels Bohr Institute Tandem Accelerator Laboratory, Risø (Denmark). An optional extension of the detector system, built by the University of Warsaw (Poland), can be integrated. For some experiments a Si-detector of the College of Industrial Technology Amagasaki (Japan) was used.

The $1/2[530]$ ground-state band ^{231}Pa could be followed up to spin $39/2^-$, the $1/2[400]+1/2[660]$ parity-partner band up to $23/2^+$ and the $3/2[651]$ side band up to $37/2^+$.

The simulation of Coulomb-excitation with the code GOSIA helped to fit the parameters of a model system consisting of three bands with 47 levels and interconnecting 672 matrix elements of E1, E2, E3, E4 and M1 transitions to experimental data within $\chi^2/n \approx 1$. As far as possible the calculation remained model-independent and led to values for model parameters of multipole moments and deformation. The determination of signs of matrix elements is discussed. Different methods of error analysis were used.

The results were related to the experimental known properties of neighbouring nuclei. A comparison of the results with calculations by the Charles University, Prague (Czech Republic) in the one-quasiparticle-plus-phonon model with Coriolis-coupling is given.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
1.1	Quadrupol - Oktupoldeformation in Aktiniden	9
1.2	Symmetrie	10
1.3	Wahl der Isotope ^{231}Pa und ^{229}Pa	10
1.3.1	Experimentelle Hinweise und Probleme bei der Oktupolsuche	12
1.3.2	Quasiteilchen-plus-Phonon Modell mit Corioliskopplung	12
1.3.3	Überblick der Kerndeformation nach dem Finite Range Droplet Model (FRDM)	13
2	Experimente	15
2.1	Überblick der durchgeführten Experimente	15
2.2	Untersuchung von ^{229}Pa	15
2.2.1	Problem des Grundzustandes	16
2.2.2	experimenteller Aufbau	18
	a) Kammer	18
	b) Zähler	18
2.2.3	Ergebnisse	19
2.3	experimentelle Ausgangssituation in ^{231}Pa	24
2.3.1	γ -Spektroskopie	24
	a) Coulombanregung	24
	b) Konversionselektronenspektroskopie	25
2.3.2	Teilchenspektroskopie am Q3D-Magnetspektrographen	25
2.4	Ziele der neuen Experimente	25
2.4.1	Unzulänglichkeit vorhandener Daten	25
2.4.2	Das NORDBALL Detektorsystem	26
2.5	Strahl	27
2.6	Target ^{231}Pa	28
2.7	Strahlenschutz und Sicherheitsmaßnahmen	29
2.7.1	Emissionen des Targets	29
2.7.2	Transport	31

2.7.3	Kammerkonstruktion	31
2.7.4	Einbau/Ausbau	31
2.7.5	Vakuumsystem	31
2.7.6	Blindversuch	32
2.7.7	Strahlstrom	32
2.8	Untersuchung von ^{231}Pa	32
2.8.1	Experimente am Tandem Van-de-Graaff Beschleunigerlabor in München	32
	a) $^{231}\text{Pa} + 145\text{ MeV } ^{32}\text{S}$ Coulex	32
	b) Test	34
2.8.2	Testmessungen mit dem Zyklotron am Schwerionenlabor in Warschau, Polen	34
2.8.3	Experimente am Tandem Van-de-Graaff mit Nachbeschleunigern des Niels Bohr Instituts in Risø, Dänemark	35
	a) $^{231}\text{Pa} + 148\text{ MeV } ^{32}\text{S}$ und $61\text{ MeV } ^{58}\text{Ni}$ Coulex	35
	b) $^{231}\text{Pa} + 255\text{ MeV } ^{58}\text{Ni}$ und $260\text{ MeV } ^{58}\text{Ni}$ Coulex	35
3	Neuentwicklung eines Teilchendetektorsystemes	37
3.1	vorhandene Detektorsysteme	37
3.1.1	Gammadetektoren	37
3.1.2	Koinzidenzdetektoren	37
	a) Anforderungen des Experiments	37
	b) Mögliche Messmethoden	39
	c) Si-Detektor am Tandem beschleunigerlabor des Niels Bohr Institutes	39
	d) Untergrund	40
3.2	PIN-Dioden	42
3.2.1	Kosten	42
3.2.2	Lebensdauer	43
3.2.3	Energieauflösung	44
3.2.4	Zeitauflösung	45
3.2.5	Dopplerauflösung	45
3.3	Mosaik Detektor	47
3.4	Detektorkonfigurationen	49
3.5	Detektorkammer	50
3.6	Detektorauslese	52
3.6.1	Signalführung	52
3.6.2	Multiplexer	54

4	Vom Spektrum zum Niveauschema	57
4.1	Erstellung der Spektren	57
4.1.1	Parameter der Rohdaten	57
4.1.2	Software	57
	a) MLLE – Beschleunigerlabor München	58
	b) TRI – Beschleunigerlabor des Niels Bohr Institutes	58
	c) NBI – Risø-Warschau-München	58
	d) Konvertierungen	58
4.1.3	Wahl der Koinzidenzfenster	58
	a) Zeitfenster	59
	b) Energiefenster	59
4.1.4	Dopplerkorrektur	60
4.1.5	Untergrundkorrektur	60
	a) Zerfall	60
	b) Detektorantwort	60
4.1.6	Spektren	61
4.2	Identifikation von Linien	61
4.2.1	Programm GASPAN	61
4.2.2	Kalibrierungen	63
	a) Linien-Breiten-Kalibrierung	63
	b) γ -Energie-Kalibrierung	63
	c) Effizienzkalibrierung	63
	d) Verbesserung der Kalibrierung	63
	e) Kontrolle der Kalibrierung	65
	f) angepasste Breitenkalibrierung	66
4.3	Erstellung des Niveauschemas	66
4.3.1	Programmpaket RADWARE	67
	a) Eingabedaten	67
	b) Analyse des Niveau Schemas	67
5	Niveauschema und dessen Diskussion	69
5.1	Gamma-Übergänge in ^{231}Pa	69
5.1.1	Inbandübergänge im A $1/2[530]$ Grundzustandsband	74
	a) innerhalb positiver Signatur	76
	b) signaturwechselnd	76
	c) innerhalb negativer Signatur	76
5.1.2	Interbandübergänge zwischen A $1/2[530]$ Grundzustandsband und B $3/2[651]$ Seitenband	76
5.1.3	B $3/2[651]$ Seitenband	77

5.1.4	Interbandübergänge A $1/2[530]$ Grundzustandsband und F $1/2[400] + 1/2[660]$ Seitenband	77
5.1.5	F $1/2[400] + 1/2[660]$ Seitenband	78
5.1.6	andere Seitenbänder	78
5.2	Interpretation der Daten im Rotationsmodell	79
5.2.1	Das Grundzustandsband und sein Paritätspartner	80
5.2.2	Beschreibung des Paritätsdubletts im Kopplungs-Modell	84
5.2.3	Überprüfung der Paritätsaufspaltung	85
6	Berechnung der Matrixelemente	87
6.1	Coulomb Anregung und γ -Zerfall	87
6.1.1	de Boer - Winther Code	87
6.1.2	Programm GOSIA	87
6.2	Modellierung des Experimentes	88
6.2.1	Niveauschema, Intensitäten und Detektorsystem	88
	a) Benutzung von Symmetrien	88
	b) Mittelung von γ -Detektoren	89
	c) physikalische Konsistenzprüfung	89
6.2.2	zusätzliche Eingabedaten	90
	a) Verzweungsverhältnisse	90
	b) Lebensdauer	91
	c) Konversionskoeffizienten	91
	– anomale Konversion des ns-Isomers	91
6.3	Fitvorgang	93
6.3.1	prinzipielle Probleme	93
6.3.2	Komplexität der Berechnungen	94
6.3.3	Anfangsbedingungen	95
	a) Beschreibung der Übergangs-Matrixelemente	95
	b) Startposition	99
6.3.4	Auffinden des Minimums	100
	a) manuelle Steuerung der Minimalisierung	101
	b) Einfluss der Seitenbanden	102
	c) Beschleunigung der Rechengänge	102
	d) Umgang mit den prinzipiellen Problemen	103
6.3.5	Qualitätskontrolle der Fitergebnisse	103
	a) Qualität des Minimums	103
	b) Fehlerrechnung	103
	c) Verwendung von Rotationsinvarianten	106
6.3.6	Verbesserungsmöglichkeiten des Fitvorganges	108

7	Matrixelemente und deren Diskussion	109
7.1	Matrixelemente	109
7.1.1	Vorzeichen	109
7.1.2	Lösungsvarianten	111
	a) modellabhängig	111
	b) erweitert modellabhängig	114
	c) weitgehend modellunabhängige Rechnung	119
7.1.3	systematische Fehler der GOSIA -Theorie	119
7.2	Interpretation der Ergebnisse	122
7.2.1	Corioliskopplung von Bändern	122
7.2.2	Mikroskopische Struktur von ^{231}Pa im Ein-Quasiteilchen-plus-Phonon Modell mit Corioliskopplung (QPMC)	124
	a) Modellbeschreibung	124
	b) Modellparameter	125
7.2.3	Vergleich von Experiment, Rotations- und QPMC -Modell	126
	a) Vergleich der Theorieansätze	126
	b) Experiment und Theorie	128
7.3	Vergleich mit Nachbarkernen	130
8	Resümee	136
	Anhang	137
A	Matrixelemente	138
B	$\gamma\gamma$ -Teilchen Koinzidenzspektren nach Gate	154
C	Schaltbild des Multiplexers	161
D	Entwicklung der Multipolmomente	162
	Abbildungsverzeichnis	163
	Tabellenverzeichnis	165
	Literaturverzeichnis	166
	Glossar	182
	Index	187
	Danksagung	206

1. Einleitung

1.1. Quadrupol - Oktupoldeformation in Aktiniden

Der Bereich um Aktinium ist für die Untersuchung der Kernstruktur interessant, weil die Auswirkungen unterschiedlicher Symmetrie auf die Zustände und Zustandsübergänge überprüft werden können.

In der klassischen Vorstellung einer begrenzten Form konstanter Raumladungsdichte im Bezugssystem des Kerns manifestieren sich beim Übergang zur Aktinidenregion¹ Anzeichen einer Symmetriebrechung der vorherrschenden Quadrupoldeformation (amerikanischer Football) durch Oktupolkomponenten (Birnenform) [LS:84].

Einem Teil der Elemente Rn, Fr, Ra, Ac, Th, Pa und U mit Neutronenzahlen zwischen 131 und 141 wird eine statische Quadrupol - Oktupoldeformation zugeordnet [She:87].

Zu ihnen gehört ²²⁹Pa, nicht aber ²³¹Pa, so dass ein Vergleich dieser Aktiniden den Übergang zum Konzept der Oktupoldeformation testet.

Als ein mögliches quantenmechanisches Postulat wird ein intrinsisches (inneres, kernfestes) Bezugssystem mit einer kollektiven Kernform definiert und mit dem äußeren Laborsystem durch Transformationen verbunden. Die Zusammenfassung von Einzelnukleonen zu einem Kollektiv vereinfacht die Beschreibung auf die Wechselwirkung von Valenznukleonen mit dem Rumpfkern, anstelle einer individuellen Betrachtung.

Die Anschauungsweise der kollektiven Rotation von statisch deformierten Kernen mit dem intrinsischen Bezugssystem wird anstelle der dynamischen Vibration im intrinsischen Bezugssystem zur konzeptuellen Vereinfachung bei der modellhaften Beschreibung eingesetzt [Row:70].

Wie bei der Benutzung des Schrödinger- oder Heisenbergbildes können in der Quantenmechanik unterschiedliche Sichtweisen den gleichen Sachverhalt beschreiben.

Die Fragestellung, ob eine Rotation eines statischen oktupoldeformierten Kerns oder eine Oktupol-Vibration vorliegt, ist dann eine modellabhängige Aussage, die sich an den klassischen Vorstellungen, z.B. eines kollektiven Kerns als Flüssigkeitstropfen, orientiert.

Bei einer Wechselwirkung gebrochener Symmetrie zwischen kollektivem Rumpfkern und Valenznukleon kann die Verwendung von Symmetrieanforderungen im inneren System zur Beschreibung des „Oktupols“ vermieden werden [BBH:87].

Allen Modellen gemeinsam bleibt die Verwendung eines Symmetriekonzeptes.

¹Aktinoiden (Aktinium ähnliche), die der griechischen Sprache entsprechende Namensgebung [HW:85] hat sich bisher nicht durchgesetzt.

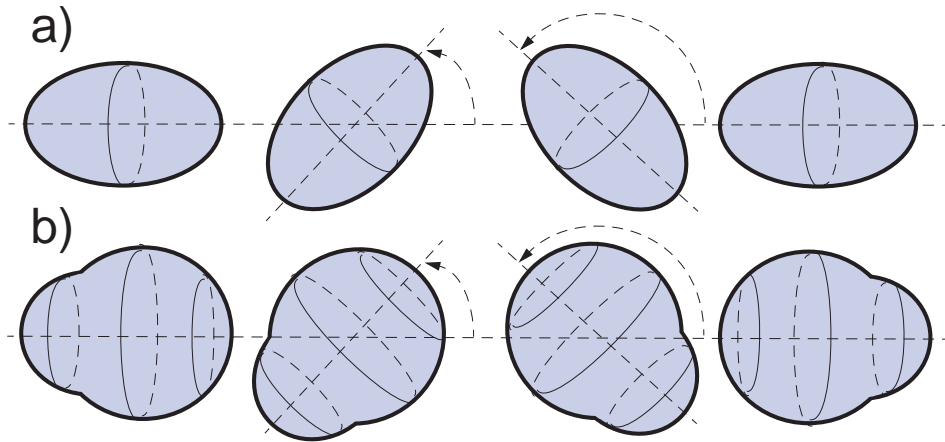


Abbildung 1.1: Semiklassisch kann die Rotation R_{180° einer homogenen rotationsellipsoiden Ladungsverteilung a) um 180° um eine kleine Hauptachse nicht vom Ausgangszustand unterschieden werden. Der oktupoldeformierte Kern b) verletzt die Paritätsoperation (intrinsische Paritätsmischung), geht aber bei Drehung um 180° in sein Spiegelbild über.

1.2. Symmetrie

Im intrinsischen System ist das Rotationsellipsoid Φ_E invariant gegen die Drehoperation R_{180° , der Oktupol Φ_O ist invariant gegen Anwendung einer Kombination aus der Drehoperation R_{180° und einer Paritätstransformation P .

Die invarianten Operatoren beschreiben innere Eigenschaften und in Gl. 5.1f (S. 73) werden die Eigenwerte Signatur $r = \pm i$ zu R_{180° und Simplex $s = \pm i$ entsprechend $S \equiv PR_{180^\circ}^{-1}$ eingeführt.

Bei der Projektion aus dem intrinsischen Nichtinertialsystem in das Laborsystem wird über alle Rotationswinkel des intrinsischen Systems mit gleicher Wahrscheinlichkeit gemittelt, so dass die Symmetrie im Laborsystem wieder hergestellt wird.

Die kollektiven Freiheitsgrade im Laborsystem sind um die inneren Freiheitsgrade der Rotationssymmetrie reduziert.

Bei invarianter Wirkung auf die inneren Variablen ist für den Quadrupol die 180° Rotation kein kollektiver Freiheitsgrad und beim Oktupol wirkt die Paritätstransformation als 180° kollektive Rotation.

Eine ausführliche Darstellung wie aus den Symmetrieprinzipien die Vorhersage der Kernzustände folgt, findet sich in [BM:75, Abs. 4-2].

1.3. Wahl der Isotope ^{231}Pa und ^{229}Pa

Die untersuchten Pa Isotope charakterisiert eine halbzahlige Quantenzahl K . Bei Quadrupoldeformation spalten die Zustände mit Spin $I = K, K + 1, K + 2, \dots$ in zwei Gruppen nach der Signatur r gemäß einem Wellenfunktionsanteil $\Phi_r = (-1)^{I+K} \Phi_{\bar{K}}^I D_{M-K}^I$ mit der Wignerfunktion D der Eulerwinkel um ein „mittleres Band“ auf.

Bei Oktupoldeformation erfolgt eine zusätzliche Aufspaltung $p\Phi_r$ nach der Parität p . Die Größe der Paritätsaufspaltung ist die gleiche wie die Signaturaufspaltung, wenn nur der Symmetrieterm für die Aufspaltung verantwortlich ist (zusätzliche Anteile vgl. weiter unten). Die beiden Paritätspartnerbänder bilden im Mittel ein degeneriertes Band, ihre Zustände schwanken jedoch verschränkt, aber nicht degeneriert (Abb. 1.2), wenn der Energiebeitrag des Φ_r Terms ungleich null ist, um dieses gemittelte Band (Gl. 5.8, S. 84).

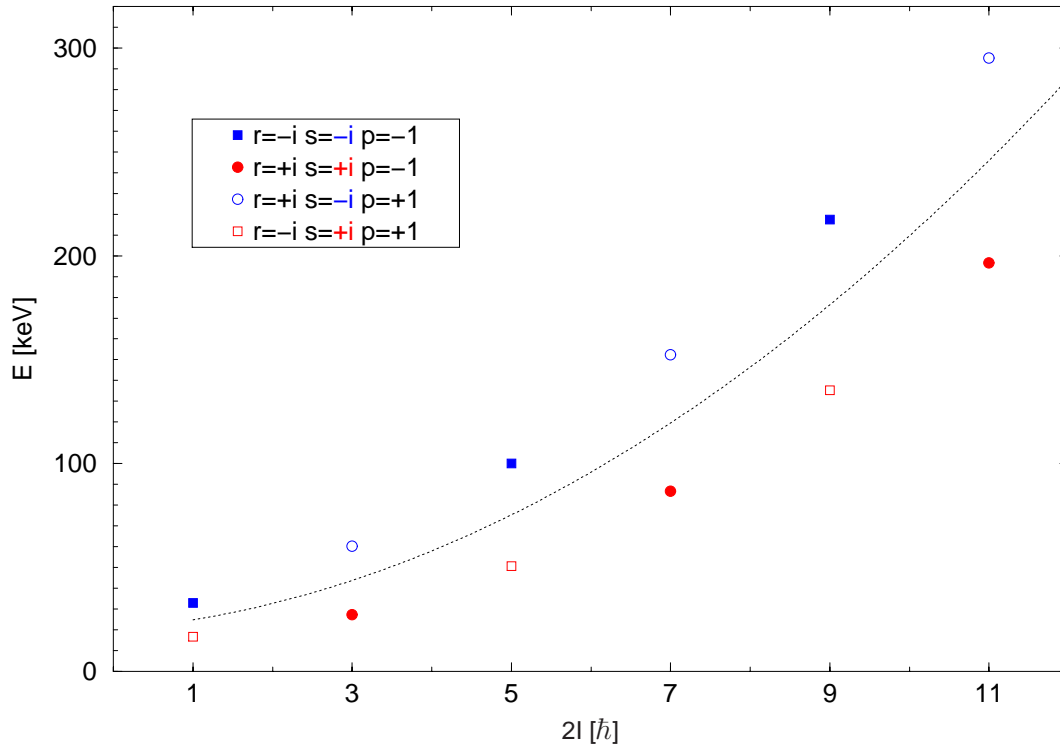


Abbildung 1.2: Darstellung der verschränkten Bänder. Aufgetragen sind gegen den Spin die bei $K = 1/2$ erwarteten Zustandsenergien eines „idealen“ oktupoldeformierten Rotationsbandes mit Pa ähnlichem Parametersatz, bei willkürlicher Nullpunktswahl. Ausgefüllte Symbole sind Zustände negativer Parität, offene positiver Parität. Gestrichelt wird das degenerierte gemittelte Band interpoliert.

Die in vielen Darstellungen verwendete Bezeichnung eines degenerierten Paritätsdubletts gibt den Sachverhalt nur unzureichend wieder. Die Schlussfolgerung, dass die Bandenköpfe der Paritätspartner bei idealer Oktupoldeformation die gleiche Energie haben, trifft im Allgemeinen nicht zu. Da die Beiträge des Φ_r Terms Störungen der Ordnung $2K$ der Corioliswechselwirkung darstellen, ist der Term für zunehmende $K \geq 3/2$ schnell viel kleiner als die führende Ordnung und die Aufspaltung aus dem Symmetrieterm wird vernachlässigbar klein [BM:75, Abs. 4-3].

Der meist dominierende zusätzliche Beitrag zur Oktupolaufspaltung lässt sich durch ein Potentialmodell beschreiben [LSM:82].

Der quadrupol-oktupoldeformierte Kern besitzt im intrinsischen System einen spiegelbildlichen Partner gemäß Abb. 1.1 b). Bei statischer Oktupoldeformation verbietet ein unendlich hoher Potentialwall den spontanen Übergang in den Symmetriepartner. Die degenerierten Bandenköpfe der Rotationsanregung entsprechen den beiden Paritätspartnern.

Im Fall oktapolweicher Kerne nimmt der Potentialwall ab. Eine erhöhte Tunnelwahrscheinlichkeit erlaubt den Übergang in den spiegelbildlichen Partner und die Degenerierung wird aufgehoben, die Separationsenergie der Bandenköpfe nimmt zu.

Verschwindet der Potentialwall völlig, sind die beiden Paritätspartner gleich wahrscheinlich, übrig bleibt als Hauptkomponente die Quadrupoldeformation, eine elliptische Kernform, auf deren Bandenkopf negativer Parität die Rotationsbande aufbaut.

Der Bandenkopf des Paritätspartners, auf dem die Rotationsbande aufbaut, wird in diesem Bild durch „reine“ (Oktupol-)Vibration angeregt.

Zusammenfassungen der Symmetriebrechung mit weiteren Verweisen finden sich in [ABH:56, LS:84, AB:93, BN:96, Fra:01].

1.3.1. Experimentelle Hinweise und Probleme bei der Oktupolsuche

Aus der experimentellen Beobachtung [SJAP:55] von Paritätspartnern² geringen energetischen Abstands zum Bandenkopf des Grundzustandsbandes, sowie verbindenden starken E1 Übergängen, wurde die Möglichkeit einer Oktupoldeformation in der Radiumregion erstmals diskutiert [ABH:56].

Aufgrund der hohen Nilsson-Zustandsdichte der Vielteilchensysteme, speziell bei ug-Kernen mit einem ungepaarten Nukleon, wird die eindeutige experimentelle Identifikation eines Oktupolzustandes erschwert, denn ein zufälliger unbeteiligter Nilssonzustand kann ein Paritätspartner werden. Auch aus der Oktupol-Vibration von reflexionssymmetrischen Quasiteilchenzuständen kann ein Paritätspartner entstehen. Paritätspartner und die Größe der Paritätsaufspaltung sind daher keine eindeutigen Kriterien zum Nachweis einer Oktupoldeformation [LS:84].

Bei der Identifikation noch unbekannter Zustände wäre ein mit den bisherigen experimentellen Daten konsistentes Modell hilfreich, das neben der Struktur der Zustände deren Lage und die verbindenden Übergangsmatrixelemente in der Aktinium Region beschreibt. Kerne an der Grenze zu dieser Region können die Modelle auf ihre Vorhersagekraft, entsprechend einer vibratorischen oder deformativen Darstellung, testen und geben Hinweise auf die Natur der Oktupolkorrelationen.

Wegen ihrer kurzen Lebensdauer können nicht alle Kerne der Aktinium Region experimentell gleich leicht untersucht werden.

1.3.2. Quasiteilchen-plus-Phonon Modell mit Corioliskopplung

Die Protaktiniumisotope ^{231}Pa und ^{229}Pa eignen sich um, z.B. im Quasiteilchen-plus-Phonon Modell mit Corioliskopplung (QPMC), die Oktupolkorrelationen als Beiträge der Ein-Quasiteilchenkomponenten und der kollektiven Komponenten (z.B. mit Q_{30} Oktupolphononen) bei einem Übergang zur Region angenommener Deformation zu untersuchen.

Die Ein-Quasiteilchenkomponente des einen Partners eines Paritätsdubletts bildet im anderen Partner zusammen mit dem Oktupolphonon des Restkerns die kollektive Hauptkomponente (Tab. 1.1).

²Bei der Untersuchung von gg Kernen, sind dies der Grundzustand 0^+ und der Bandenkopf 1^-

Beispiel ^{231}Pa

Band 1/2[530]:		Band 1/2[400]:	
1/2[530]	71.2% (*)	1/2[400]	52.6% (#)
...		1/2[660]	20.1%
...		...	
1/2[400] + Q_{30+}	16.1% (#)	1/2[530] + Q_{30+}	7.6% (*)
3/2[402] - Q_{32+}	7.4%	3/2[402] - Q_{22+}	4.6%
...		...	

Tabelle 1.1: Prozentuale Anteile der Wellenfunktionsamplituden für die nach der Hauptkomponente benannten Partnerbänder 1/2[530] und 1/2[400] in ^{231}Pa nach [LDBG:96]. Mit (*) und (#) sind die für die Oktupolkorrelation relevanten Komponenten markiert. Die Ein-Quasiteilchenkomponenten bilden mit den Q_{30} Oktupolphononen im Partnerband die kollektive Hauptkomponente. Zustände mit kleinen Amplituden wurden zur besseren Übersichtlichkeit weggelassen.

Der Vergleich der Größe der Amplituden der Wellenfunktionen³ liefert ein Maß der Oktupolkorrelationen. Eine weitere Prüfmöglichkeit von Modellen sind Corioliskräfte, die starken Einfluss auf die Abstände und die Ordnung der Zustände eines Bandes haben können [HTPK:75]. Dies betrifft in ^{231}Pa vor allem das Seitenband 3/2[651].

Auch die Auswirkungen der Mischungen eines Bandes mit anderen Zuständen können studiert werden. Die vergleichsweise lange Lebensdauer des 84 keV γ -Überganges von 45 ns [Sch:93] aus dem niedrigsten Zustand $5/2^+$ des 3/2[651] Seitenbandes in ^{231}Pa in das Grundzustandsband verglichen mit der Lebensdauer von einigen hundert Pikosekunden anderer Übergänge ermöglicht einen empfindlichen Test der theoretisch berechneten Mischungsamplituden.

1.3.3. Überblick der Kerndeformation nach dem Finite Range Droplet Model (FRDM)

Ein globaler Überblick der Kerndeformation (Abs. 6.3.3 a, S. 95) lässt sich aus den empirischen theoretischen Rechnungen [MNMS:95] des Tropfenmodells mit endlicher Reichweite (FRDM) gewinnen. Die Lage von ^{231}Pa ist in Abb. 1.3 (nächste D.) eingezeichnet. Man erkennt die Nähe zum vorhergesagten Bereich der Quadrupol-Oktupol Deformation. Die genauen Zahlenwerte der Deformationsparameter nach den FRDM Rechnungen für ^{231}Pa und ^{229}Pa finden sich in Tab. 6.2 (S. 99).

³Im Folgenden werden die Wellenfunktionen mit asymptotischen Quantenzahlen $I^\pi \Omega [N n_3 \Lambda]$ beschrieben [BM:75, Abs. 5-1] und gegebenenfalls vereinfacht notiert. In einem deformierten Potential mit radialer Quantenzahl $n = 1, 2, \dots$ sind die Eigenwerte des Bahndrehimpulses $l = N, N - 2, \dots, 0$ und des Einteilchendreimpulses $j = l \pm 1/2$ mit der Oszillatorquantenzahl $N = (2n - 1) + l$ keine guten Quantenzahlen. Entsprechend werden die Projektionen n_3, Ω, Λ und K von N, l, j und der Spin I auf die Symmetrieachse verwendet, die mit zunehmender Deformation das System asymptotisch beschreiben: Parität $\pi = (-1)^N$; $n_3 = 0, 1, \dots, N$; $\Omega = \Lambda \pm 1/2 = \Lambda + \Sigma$; $|\Lambda| = N - n_3, N - n_3 - 2, \dots, 0$ oder 1. Wenn der Einteilchendreimpuls senkrecht auf der Symmetrieachse steht, gilt speziell $K = \Omega$.

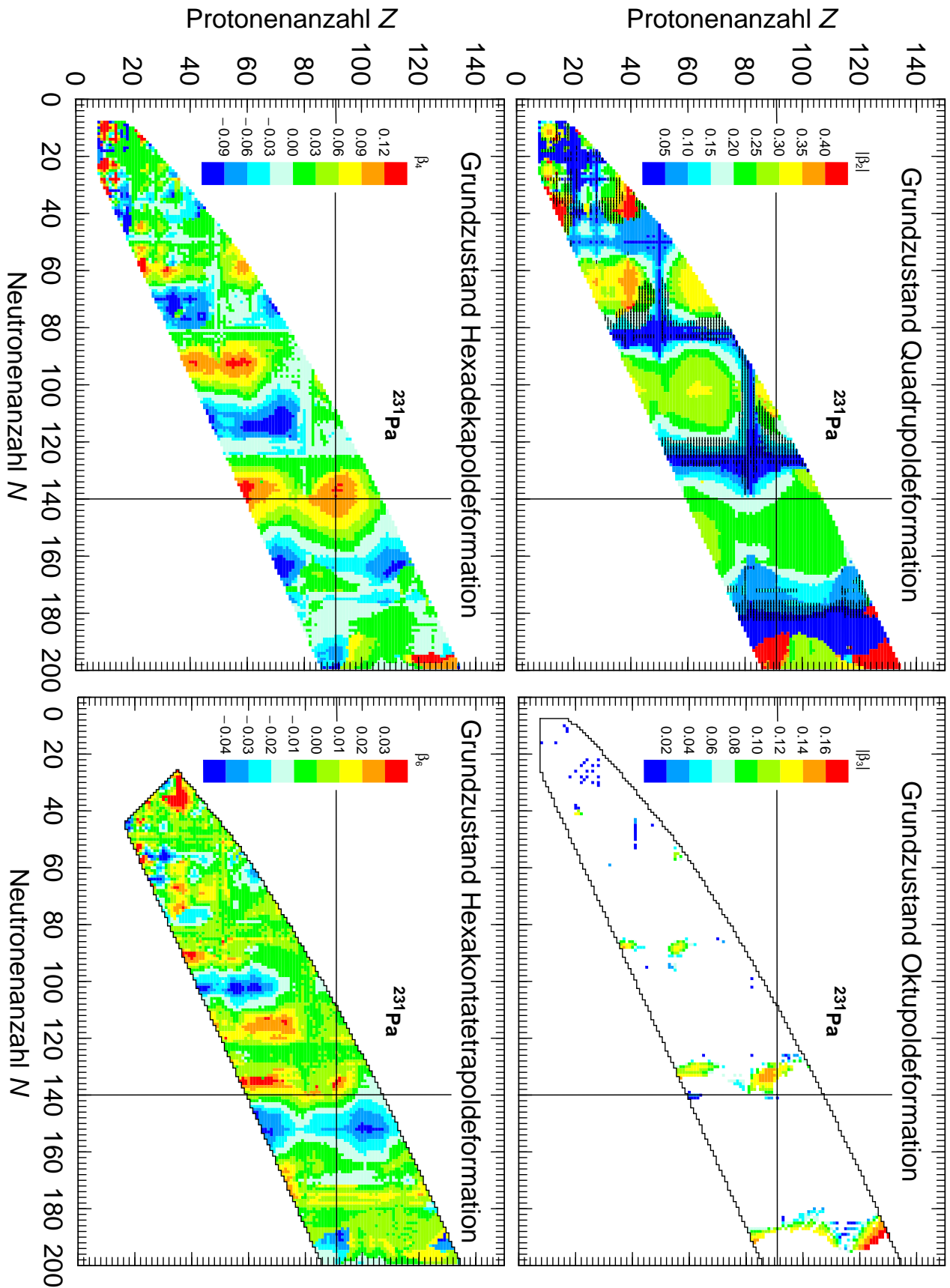


Abbildung 1.3: Lage von ^{231}Pa in den Karten der $\beta_2, \beta_3, \beta_4$ und β_6 Deformation im FRDM 1992 (Finite Range Droplet Model) nach [MNMS:95].

2. Experimente

2.1. Überblick der durchgeführten Experimente

Über die Untersuchung der Oktupolkorrelationen und zur Struktur der Isotope ^{229}Pa und ^{231}Pa lagen bereits einige Messungen vor [HTPK:75, EKCF:75, FKP:78, AGB:82, GAB:91, Wür:93b, Lös:93, LDBG:94]. Die nachfolgend beschriebene Messung an ^{229}Pa ergänzt diese Ergebnisse und das Hauptziel richtet sich auf die genauere Untersuchung von ^{231}Pa , das auffallende Ähnlichkeiten zu ^{229}Pa im Grundzustandsband und einem zugeordneten Paritätspartnerband zeigt.

Am Tandembeschleunigerlabor des Niels Bohr Instituts¹ (NBITAL) auf dem Forschungsgelände Risø bei Roskilde, Dänemark mit dem Gammadetektorsystem NORDBALL wurden in zwei Strahlzeitblöcken Experimente mit ^{231}Pa durchgeführt. Eingesetzt wurden ein Si-Detektor des College of Industrial Technology Amagasaki² und ein speziell für die Anforderungen radioaktiver Targets entwickelter Teilchenkoinzidenzdetektor.

Das Tandembeschleunigerlabor der Ludwig-Maximilians-Universität München (LMU) und der Technischen Universität (TUM) München³ (MTBL) wurde zu Experimenten mit ^{231}Pa und ^{229}Pa , sowie zusammen mit dem Schwerionenlabor Warschau⁴ (HIL) zu vorbereitenden und begleiteten Testexperimenten zur Entwicklung des Zusatzdetektorsystems für den NORDBALL genutzt.

2.2. Untersuchung von ^{229}Pa

Für den Kern ^{229}Pa war ein Grundzustandsdublett vorhergesagt [Cha:80, She:93] und eine Interpretation experimenteller Daten zu seinem Nachweis angegeben worden [AGB:82, AB:93]. Weitere Messungen [GAB:91, Lös:93, LDBG:94] stehen im Widerspruch zu dieser Interpretation und konnten die Vorhersage nicht bestätigen.

¹Blegdamsvej 17, DK - 2100 Kopenhagen Ø, Tel./Fax (+45) 35 32 - 52 09 / -50 16, <http://www.nbi.dk>

²Amagasaki, Hyogo 661, Japan

³Hochschulgelände D-85748 Garching, Germany Tel./Fax: (089) 2891 - 4271 / -4280, <http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/>, jetzt umbenannt zu Maier-Leibnitz-Labor (MLL)

⁴PL-02-093 Warszawa, ul. Pasteura 5a, Polen, Tel./Fax: (+48 22) 55 46 000 / 659 27 14, <http://www.slj.uw.edu.pl>

2.2.1. Problem des Grundzustandes

Aufgrund der Halbwertszeit von 1.4 d und der für Neutroneneinfangprozesse mit nachfolgendem Zerfall abgeschirmten Lage ist eine **Target**herstellung von ^{229}Pa für experimentelle Untersuchungen schwierig.

Eine Spektroskopie von ^{229}Pa ist aber durch Reaktionen z.B. aus den langlebigen Isotopen $^{231}\text{Pa}(p,t)$ oder $^{230}\text{Th}(p,2n)$ möglich [LDBG:94]. Mit der (p,t) Reaktion war nach sorgfältiger Energiekalibrierung die Lage des $3/2^-$ Zustandes des $1/2[530]$ Bandes auf 19(9) keV über dem Grundzustand bestimmt worden [Lös:93], wobei die Fehler von der Ungenauigkeit des Reaktions-**Q-Wertes** dominiert werden, da der Grundzustand selbst nicht beobachtet werden konnte.

Der direkte Kanal in den angenommenen Grundzustand $5/2^+$ $5/2[642]$ von ^{229}Pa ist unwahrscheinlich, da aus dem Grundzustand von ^{231}Pa $3/2^-$ $1/2[530]$ eine Einteilchen-Konfigurationsänderung notwendig ist. Der 19 keV entfernte stärkste Kanal $3/2^-$ $[530]$ überlappt zudem den Grundzustandskanal bei einer Energieauflösung von 5 keV **FWHM** bei einer Messung am Q3D Magnetspektrographen des **MTBL**. Auch bei Ausnutzung der unterschiedlichen Winkelverteilungen der Übergänge konnte der Grundzustand nicht nachgewiesen werden [Lös:93]. Ein erster Versuch des Nachweises der γ -Strahlung in Koinzidenz mit den Tritonen in einem ΔE - E_{rest} Zähler und einem planaren GeLi war nicht erfolgreich, da der γ -Untergrund am Ort des GeLi-Zählers zu groß war [Lös:93].

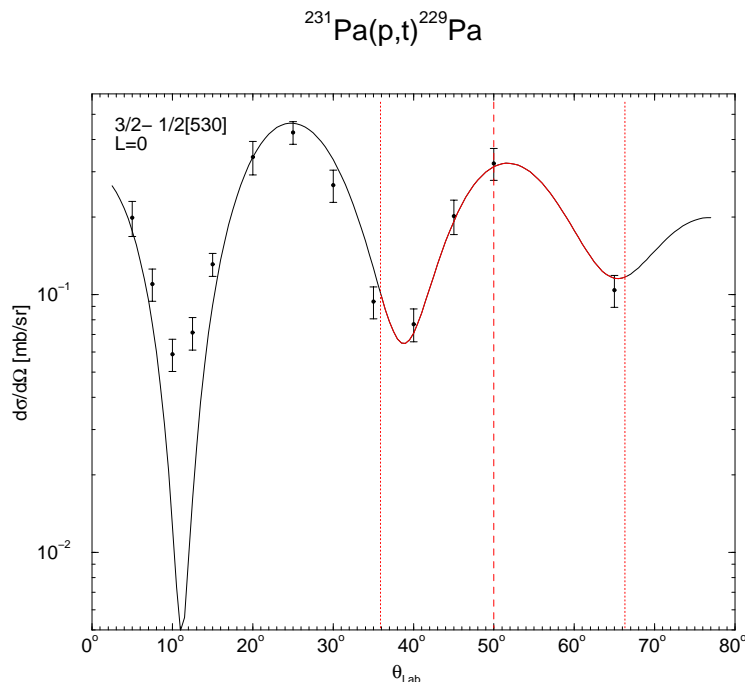


Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitt des Transferkanales $^{231}\text{Pa}(p,t)^{229}\text{Pa}$ in den $1/2^-$ $1/2[530]$ Zustand bei 22 MeV Protonen-Einschussenergie in Abhängigkeit vom Streuwinkel im Laborsystem (Messpunkte und Rechnung (durchgezogene Linie) nach [LDBG:94]). Eingezeichnet ist der Streuwinkelbereich, den der nachfolgend beschriebene Detektor abdeckt (Detektormitte gestrichelt). Die Asymmetrie um 50° entsteht durch die unterschiedliche Detektorlänge und -breite.

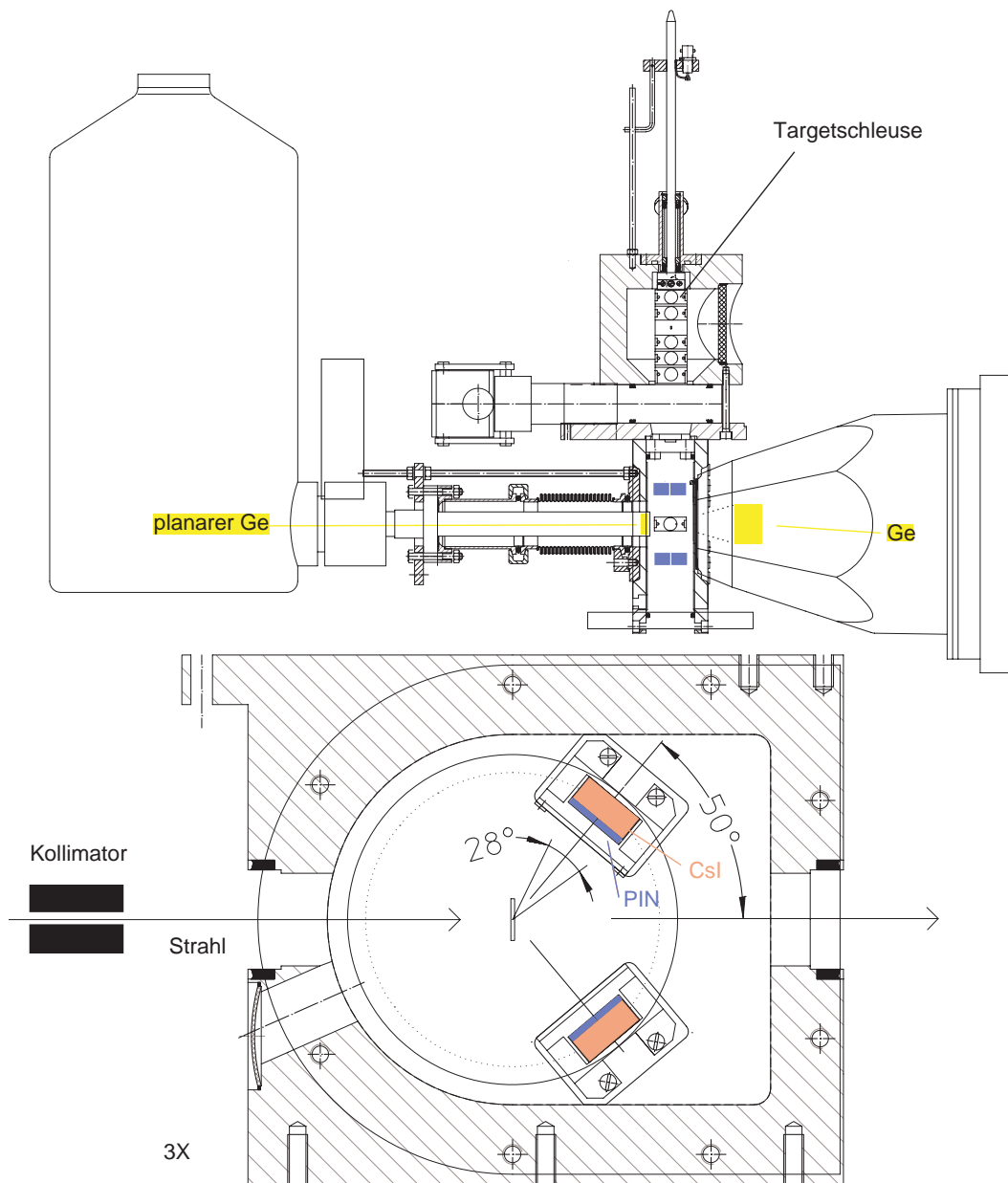


Abbildung 2.2: Streukammer und Detektoranordnung des $^{231}\text{Pa}(22\text{ MeV } p,t)^{229}\text{Pa}$ Experimentes. Die obere Ansicht bei Blick in Strahlrichtung zeigt links den im Vakuum befindlichen planaren, rechts den **NORDBALL**-Germaniumdetektor. Ein Schieber stellt die Verbindung zur **Targetschleuse** her. Dreifach vergrößert zur oberen, zeigt die untere Schemazeichnung aus Blickrichtung des planaren Germaniumdetektors, die beiden Teilchendetektoren mit deren PIN-CsI Detektoren. Ein Kollimator in ca. 1 m Abstand (nicht maßstäblich) dient zur Ausblendung eines definierten Strahlprofils, ein Sichtfenster zur optischen Fädelhilfe mit einem Quarztaraget und zur Kontrolle des **Target**zustandes.

2.2.2. experimenteller Aufbau

a) Kammer

Aus den experimentellen Erfahrungen wurde eine verbesserte Kammer konstruiert, in die unter Verwendung eines Kollimators ein ortsfest definierter Strahl einfällt, der zur Vermeidung von zusätzlichem Untergrund nur den **Target**bereich trifft. Der Faradaycup befindet sich mehrere Meter von der Streukammer entfernt hinter einer Abschirmung. Die Kammer besitzt eine Sicherheitsschleuse für eine getrennte Evakuierung und Belüftung des radioaktiven **Targets**⁵ (Abb. 2.2, vorige D.).

b) Zähler

Ein für den niederenergetischen γ -Bereich optimierter $\varnothing 5$ cm x 1 cm planarer Germaniumdetektor mit einer Auflösung von 500 eV bei 60 keV und ein Compton-unterdrückter **NORDBALL**-Detektor [Gol:88] stehen in veränderbarem Abstand senkrecht zur Strahlachse. Der planare Germaniumdetektor ist im Vakuum angebracht und besitzt ein dünnes Berylliumfenster. Der **NORDBALL**-Detektor sieht das **Target** durch eine Mylar Folie. Die Detektoren sind gegen Streustrahlung durch einen strahlaufwärts liegenden Kollimator geschirmt, der einen Bleistiftstrahl auf das **Target**material begrenzt.

Zur Teilchenidentifikation befinden sich unter je 50° , um das zweite Maximum des Tritonenwirkungsquerschnittes (Abb. 2.1, vorige D.), zwei 2×2 cm² **PIN-Dioden** zum Nachweis des Energieverlustes ΔE und mit einem CsI(Tl) $4 \times 2 \times 1$ cm³ Kristall, an den optisch zwei

⁵Zum radioaktiven **Target** siehe (Abs. 2.6, S. 28).

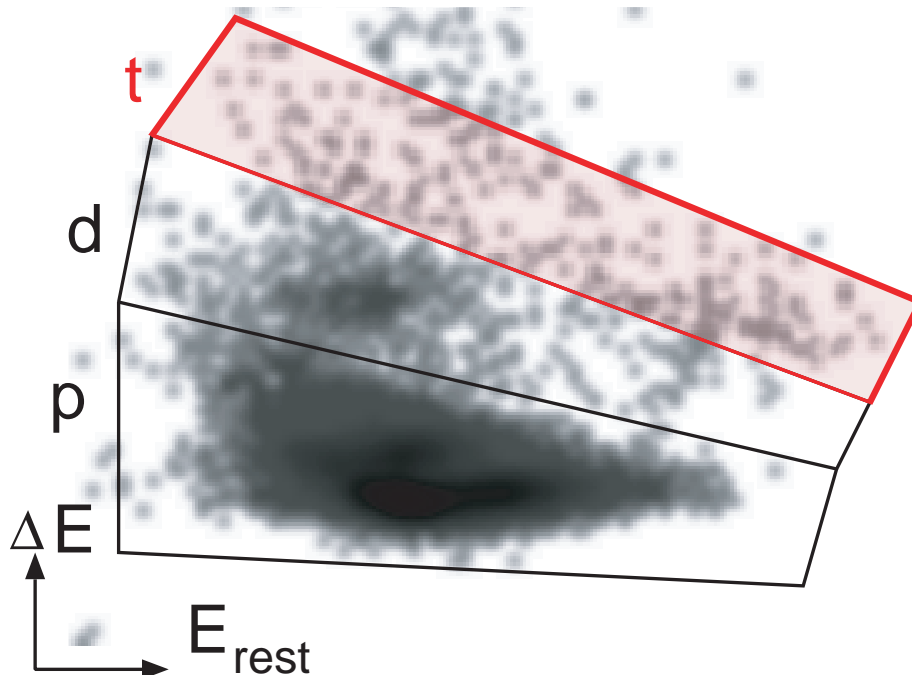


Abbildung 2.3: Restenergie gegen Energieverlust

Photopindioden zur Bestimmung der Restenergie E_{rest} angekoppelt sind⁶. Ein 100 ns Zeitfenster ist für Koinzidenzen zwischen den γ -Zählern und dem Teilchenzähler gesetzt. Die Betriebsspannungen betragen für die PIN-Dioden 120 V und für die CsI Auslese 12 V. Zur Teilchenselektion wird der Energieverlust gegen die Restenergie aufgetragen (Abb. 2.3). Die Koinzidenzzählraten t:d:p entsprechen 1:2:100, die unkoinzidenten Zählraten t:p: γ betragen 1:2000:3000, was das Problem des hohen Untergrundes trotz der Kollimierung des 22 MeV Protonenstrahls zeigt.

Limitierend war die maximal mögliche Zählrate (etwa 10 kHz) der verwendeten Germaniumdetektoren. Zusätzlich treten von Zeit zu Zeit direkte Treffer von Protonen Ereignissen im planaren Germaniumzähler auf, die diesen für Mikrosekunden blockieren. Durch geeignete Abstandswahl und Wahl der Strahlintensität wird die Totzeit reduziert. Im Spektrum der Restenergie gegen den Energieverlust überlagern sich für Tritonen verschiedene Reaktionskanäle, speziell mit O und C Isotopen und Targetverunreinigungen.

2.2.3. Ergebnisse

Die Beobachtung (Abb. 2.4, nächste D.) der 10.6 und 11.6 keV Linien nur in Koinzidenz mit Tritonen, nicht aber mit Deuteronen (Protonen), lässt den Schluss zu, dass dies keine Röntgenlinien des Targetmaterials sind. Der Bereich der Linie bei 15.5 keV ist von der L-Röntgenlinie β_2 getrennt und in den Koinzidenzen mit Deuteronen und Protonen werden infolge der geringen Statistik mit niedriger Signifikanz unterschiedliche Intensitäten beobachtet.

Die Lage und Intensität der γ -Linien und das Fehlen von entsprechenden Partnern schließt die Möglichkeit von K- oder L-Röntgenlinien von durch Reaktionen produzierten Kernen aus. Wegen der niedrigen Übergangsenergien um 10 keV liegen die Konversionskoeffizienten für E1 bei ca. 10, sowie für E2 bei ca. 10^5 und M1 ca. 600, so dass nur E1 Übergänge beobachtbar sind.

Die (p,t) Reaktion aus dem $3/2^- 1/2[651]$ Grundzustand in ^{231}Pa favorisiert den Übergang in den $3/2^- 1/2[530]$ Bandenkopf von ^{229}Pa mindestens 40 fach gegenüber denjenigen in andere Zustände dieses Bandes. Zustände anderer Bänder, soweit bekannt, werden mindestens 10 fach schwächer als der Bandenkopf $3/2^- 1/2[530]$, bei abweichenden Konfigurationen schwächer als 100 fach, populiert (Abb. 2.6, S. 23). Nach den Messergebnissen und Rechnungen in [LDBG:94] kann für den (p,t) Transfer abgeschätzt werden, dass im von den Koinzidenzdetektoren abgedeckten Winkelbereich der Wirkungsquerschnitt in den Bandenkopf $3/2^- 1/2[530]$ maximal gleich der Summe der Wirkungsquerschnitte in alle anderen Zustände ist⁷. Der Bandenkopf wird, soweit bekannt, hauptsächlich gefüttert von 56.4 keV $7/2^-$ E2 und zu einem geringeren Anteil von 87.7 keV $5/2^-$ E2/M1, 15.1 keV $1/2^-$ M1/E2 und dem 122.5 keV M1 von $5/2^- 5/2[512]+5/2[523]$ (Abb. 2.6, S. 23).

Betrachtet man die durch Konversion α_L (vgl. Abs. 6.2.2 c, S. 91) in der L-Schale entstehenden Vakanzen⁸, so dominiert der 56.4 keV E2 Übergang $\alpha_L = 139$ mit $\alpha_{L_1} : \alpha_{L_2} : \alpha_{L_3} = 2.5 : 74 : 62$ den Anteil von $\alpha_L(E2, 87.7 \text{ keV}) = 17-5$ mit $\alpha_{L_1} : \alpha_{L_2} : \alpha_{L_3} = 0.4-4.3 : 9.5-0.5 : 6.9-0.03$ und 122.5 keV M1 $\alpha_L = 2$ mit $\alpha_{L_1} : \alpha_{L_2} : \alpha_{L_3} = 1.7 : 0.19 : 0.01$ Übergängen (Rechnung

⁶Der Zusammenbau und Test der Kristalle und (Photo-)PIN-Dioden wurde dankenswerterweise vom Detektorlabor der TU-München (Dr. J. Friese, Physik-Department E12, PD I, Raum 2005, Technische Universität München, James-Franck-Straße, D-85748 Garching, Deutschland) übernommen.

⁷entsprechend ist $1 = a + b + c$ in Abb. 2.5 (nächste D.)

⁸Die primäre Verteilung der L-Vakanzen ist $N_L^{(i)} = \alpha_{L_i} / (\sum_{j=1}^3 \alpha_{L_j})$.

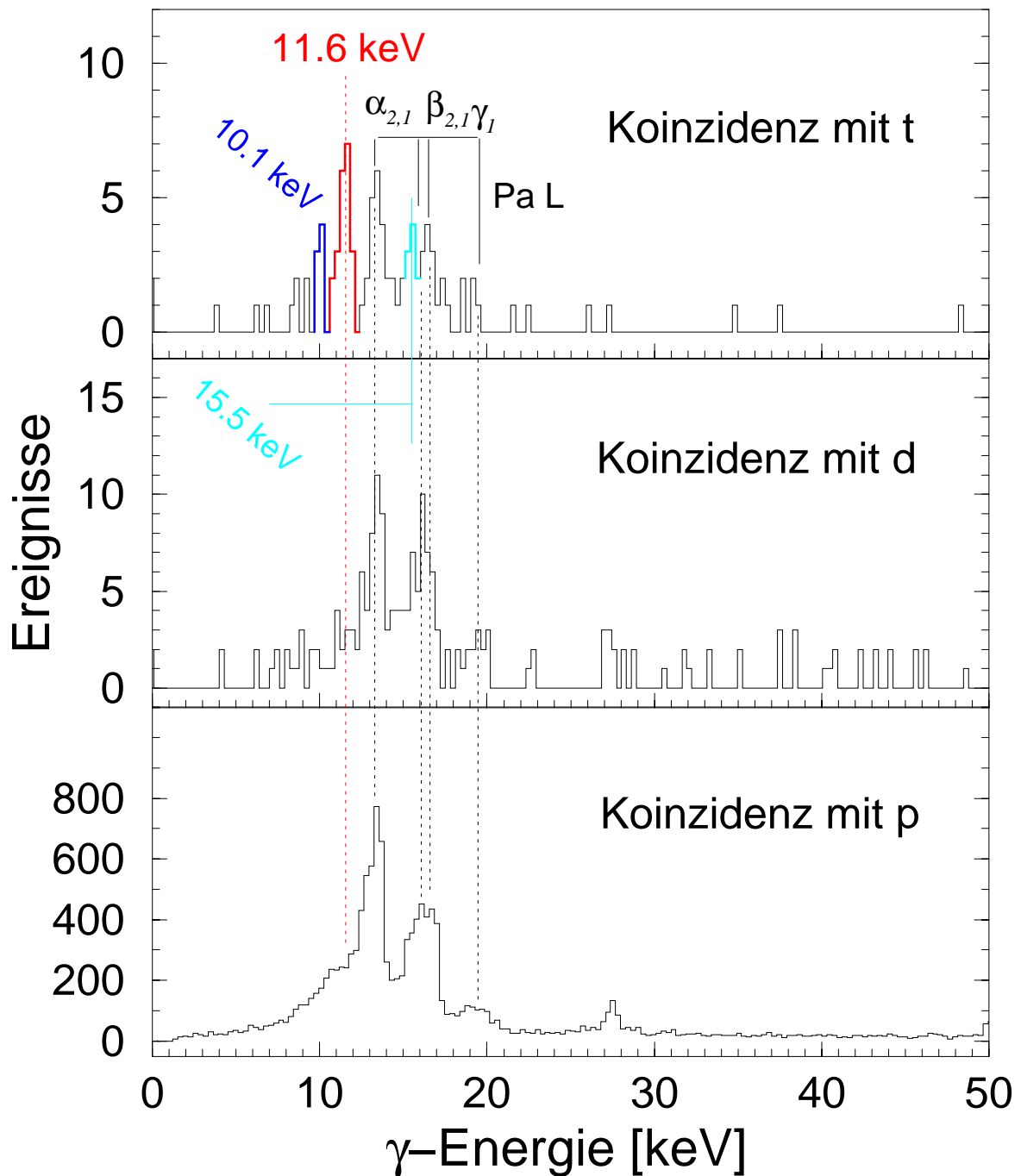


Abbildung 2.4: Vergleich von γ -Strahlung der Reaktion $^{231}\text{Pa}(p,x\gamma)$ $x=p,d,t$ in Koinzidenz mit Protonen, Deuteronen und Tritonen. Die Pa L-Röntgenlinien α_1 (13.29 keV), α_2 (13.12 keV), β_1 (16.70 keV), β_2 (16.02 keV), γ_1 (19.56 keV) sind markiert und ihr beobachtetes Intensitätsverhältnis entspricht dem Literaturwert [LPWZ:92] $\alpha_1 : \alpha_2 : \beta_1 : \beta_2 : \gamma_1 = 100 : 11 : 55 : 28 : 15$ für den Zerfall.

mit Programm HSICC⁹ [NND:96] unter Verwendung modifizierter ENSDF¹⁰ [Tul:01] Eingaben.

Übergänge geringerer Energie als die niedrigste L-Bindungsenergie 16.7 keV können keine L-Vakanzen erzeugen, was alle beobachteten unbekannt Linien und den 15.1 keV Übergang betrifft.

Innerhalb der L-Schale kann eine nichtradiative Umordnung der Besetzung über Coster-Kronig (CK) Übergänge¹¹ stattfinden, so dass sich die angegebenen Besetzungsverhältnisse ändern können. Für Pa ist $f_{23} \approx 0.1$, so dass die Umordnung durch den CK-Übergang $L_2 - L_3X$ $X = M, L, \dots$ klein bleibt¹².

Unabhängig von der Umordnung ergeben sich bei Verwendung eines mittleren L-Schalen Fluoreszenz Yields $\bar{\omega}_L = 0.50(4)$ [BCF:72] mit der totalen Besetzung n_L die summierten totalen Röntgenquanten I_L der L-Schalenübergänge bei einem Kernübergang zu $I_L = \bar{\omega}_L n_L / (n_L + 1)$, also $I_L \approx \bar{\omega}_L$ für $n_L \gg 1$.

Die beobachteten $L\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \gamma_1$ entsprechen $L_3M_5, L_3M_4, L_2M_4, L_3N_5, L_2N_4$ Übergängen. Im Bereich der $L\beta$ sind Komponenten höherer Ordnung bis $L\beta_{15}$ wegen deren 20% Intensitätsanteil zu berücksichtigen.

Sei $a\sigma$ der Anteil aus direkter Fütterung über den dominierenden 56.4 keV E2 Übergang, $b\sigma$ der Anteil der nicht zur Röntgenkonversion beitragenden Fütterungsanteile und $c\sigma$ aus dem Rest der Übergänge, die zur Röntgenkonversion nicht beitragen, so gilt¹³:

$$\frac{I_X}{I_{E1}} = \frac{a}{1+a+b} \bar{\omega}_L [1 + \alpha(E1, 11.6 \text{ keV})] \quad (2.1)$$

aus $I_X/I_{E1} = 1.6(4)$

$$a = 0.4(1) (1 + b) \quad (2.2)$$

für $1 = a + b + c$ (Fußn. 7, vorige D.), wenn $b > 0$ oder $c > 0$

$$c = 0.6(1) - 1.4(1)b \quad (2.3)$$

damit

$b < 0.4(1)$, $c < 0.6(1)$ und $a \in [0.4(1), 0.8(2)]$ mit Sonderfällen:

$$a = 0.4(1) \quad (b = 0, c = 0)$$

$$a = 0.6(1) \quad (b = 1 - a, c = 0)$$

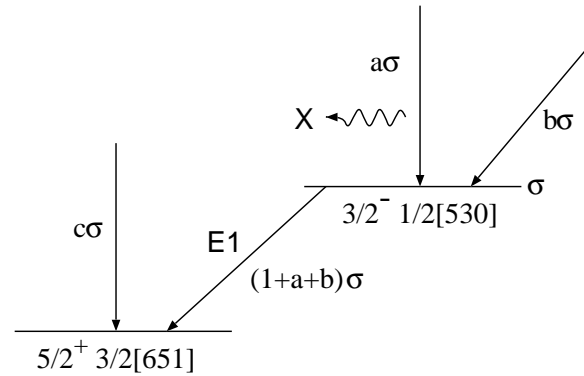


Abbildung 2.5: Modell zur Berechnung der Röntgenkonversion im Vergleich zur E1 Übergangsintensität

Die berechneten Intensitätsverhältnisse liegen für die 11.6 keV Linie in einem physikalisch vernünftigen Rahmen, während mit $I_X/I_{E1} = 4.9$ bei 10.1 keV und $I_X/I_{E1} = 3$ bei 15.5 keV

⁹erweitertes Hager Seltzer Internal Conversion Coefficient Programm

¹⁰Evaluated Nuclear Structure Data File

¹¹Der mittlere Fluoreszenz Yield $\bar{\omega}_L = \sum_{i=1}^3 V_L^{(i)} \omega_L^{(i)}$ setzt sich aus den Yields der Unterschalen $\omega_L^{(i=1,2,3)}$ und geänderten Verteilungen der Vakanzen $V_L^{(1)} = N_L^{(1)}$, $V_L^{(2)} = N_L^{(2)} + f_{12}N_L^{(1)}$ und $V_L^{(3)} = N_L^{(3)} + f_{13}N_L^{(1)} + f_{23}V_L^{(2)}$ zusammen. Mit dem analog definierten mittleren nichtfluoreszenten (Auger) Yield \bar{a}_L gilt $\bar{\omega}_L + \bar{a}_L = 1$.

¹²Da die L_1 -Schale ansonsten schwach populiert wird, sind die Umordnungen $f_{12} \approx 0.07$ und $f_{13} \approx 0.6$ nur bei M1 bedeutend. Dort ist der totale Konversionskoeffizient klein.

¹³Mit den Verhältnissen $I_X/I_{E1} = 1.6(4)$ folgt aus [LPWZ:92] ein $I_X/I_\alpha = 1.88(1)$ und insbesondere $I_{E1}/I_\alpha = 1.2(3)$ verglichen mit dem experimentellen Wert 1.2(6)

das Verhältnis mit $a/(1+b) = 8$ bzw. 1.2 größer als 1 wird, was im Widerspruch zu den beobachteten Populierungen und dem erwarteten Branching steht.

Die 15.5(3) keV und die 10.1(3) keV Linien wurden dieser Unvereinbarkeit wegen als mögliche Kandidaten eines Grundzustandsüberganges verworfen. Die 15.5(3) keV Linie ist durch ihr wahrscheinliches Auftreten in Koinzidenz mit d und p einer weiteren Unsicherheit unterworfen.

Die ursprüngliche Zuweisung von [LdBG:94] (Abb. 2.6) des E1 Überganges 118.5 keV zwischen $1/2[530]$ und $5/2[642]$ erscheint in ihrer Intensität angesichts des $\Delta K = 2$ unwahrscheinlicher, als die Zuordnung $3/2[651]$ mit $\Delta K = 1$. Die Messungen an ^{231}Pa (Abs. 5.1.2, S. 76) zeigen darüber hinaus starke Übergänge zwischen $1/2[530]$ und $3/2[651]$ Bändern. Der Übergang 11.6(3) keV wurde daher dem Grundzustandsübergang $3/2^-1/2[530] \rightarrow 5/2^+ 3/2[651]$ zugewiesen.

Theoretische Rechnungen stützen diese Zuweisung [Kva:01]. Die Annahme des $1/2[660]$ Bandes anstelle des $3/2[651]$ Bandes wird von theoretischen Rechnungen nicht gestützt und der experimentell bestimmte Wert [LdBG:94] des Entkopplungsparameters (Gl. 5.4, S. 79) $a = +1.51(3)$ spricht für die Zuweisung des Bandes bei 240 keV als Paritätspartner zu $1/2[530]$ mit $a = -1.71(2)$.

Die Nachweisbarkeit des in [LdBG:94] (vgl. Abb. 2.6) zugewiesenen 48.1 keV Inband Überganges scheint insbesondere beim Vergleich mit dem ^{231}Pa Experiment (Abb. 4.1, S. 62) zweifelhaft¹⁴, da dort nur schwache E2/M1 Übergänge beobachtet werden, so dass beim Aufbau des $3/2[651]$ Bandes keine experimentell gesicherten Einschränkungen durch Inbandübergänge bestehen.

Trotzdem ist eine Zuweisung aller drei Linien ausgehend vom $3/2^- 1/2[530]$ Zustand nicht möglich, da sich die Intensitäten nicht entsprechend der Mikhailov Formel (Gl. 6.16, S. 97) verhalten. Da die Fütterung der $1/2[530]$ Inbandzustände ungeklärt ist, können keine gesicherten Aussagen über die Zuweisung der zwei weiteren beobachteten Linien getroffen werden.

Für den 11.6 keV Übergang sind die relativen Intensitätsverhältnisse¹⁵ $L_\alpha/L_\beta = 2.2(8)$ mit dem bei Röntgenkonversion mit [BF:86] erwarteten Verhältnis $L_\alpha/L_\beta = 0.9(1)$ noch innerhalb der Statistik vereinbar. Eine Verschiebung zu $L_\alpha/L_\beta \approx 2$ wird bei Depopulation der L-Schalen durch Übergänge zur K-Schale oder bei Depopulation der L_1 -Schale durch Elektroneneinfang (EC) erwartet [BCF:72].

Der Messwert des **Q-Wertes** der $^{231}\text{Pa}(p,t)^{229}\text{Pa}$ Reaktion beträgt $Q_{3/2-K=1/2,\text{exp}}(^{229}\text{Pa}) = -4145(3)$ keV [LdBG:94, GAB:91]. Der neue experimentelle **Q-Wert** der (p,t) Reaktion in den Grundzustand ist dann $Q_{\text{g.s.,exp}}(^{229}\text{Pa}) = -4133(3)$ keV und der experimentell berechnete Massendefekt von ^{229}Pa ergibt sich zu 29 893(4) keV aus dem Massendefekt von ^{231}Pa 33 421.0(26) keV nach [ABBW:97] basierend auf [AW:95].

Bezogen auf die vorher bekannte Übergangsenergie von 19(9) keV steigt der Grundzustand um 7.4(3) keV an. Entsprechend ändert sich der tabellierte Massendefekt von ^{229}Pa 29 890(9) keV¹⁶ nach [ABBW:97] zu 29 897(4) keV und man erhält ein $Q_{\text{g.s.}}(^{229}\text{Pa}) = -4137(5)$ keV (vormals $Q_{\text{g.s.}}(^{229}\text{Pa}) = -4130(9)$ keV) in Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert.

Die Bestimmung des Grundzustandes von ^{229}Pa auf $5/2^+ 3/2[651]$ hat weitere Konsequenzen,

¹⁴Der 82.5 keV Zustand wird in [LdBG:94] als eine Größenordnung größer bestimmt, aber ein Weiterzerfall nicht beobachtet.

¹⁵Annahme: Röntgenlinien nur aus 11.6 keV Zerfall, kein anderer Anteil.

¹⁶Korrigiert zu [LdBL:98]; dort wird der Wert des ^{229}Pa Massendefekts 29 887(9) keV von 1988 verwendet

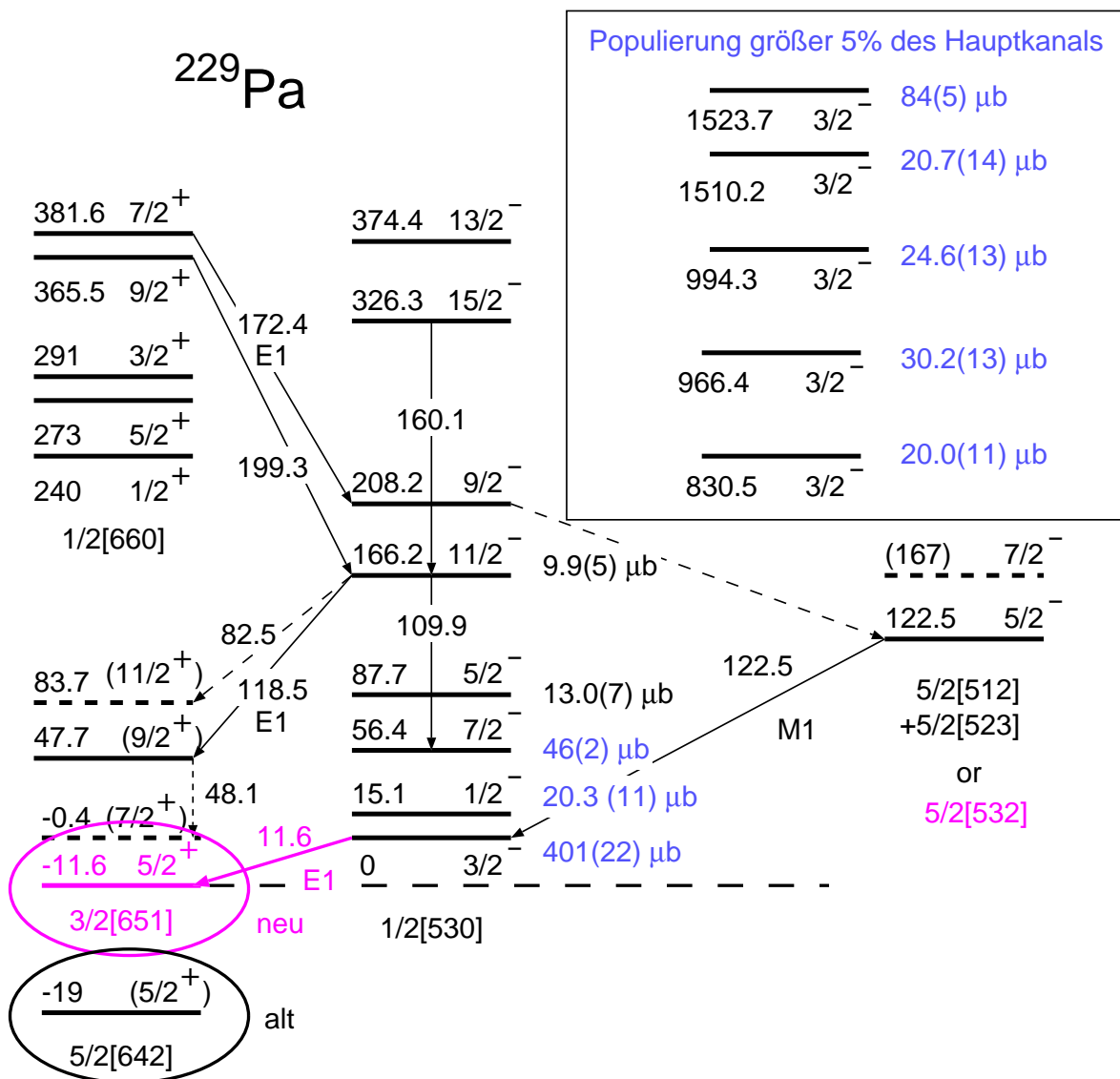


Abbildung 2.6: Niveauschema von ^{229}Pa mit Bevölkung durch die Reaktion $^{231}\text{Pa}(p,t)$ nach [Lös:93] und dem neu beobachteten Grundzustandsübergang.

da die Zuordnung der Banden in ^{225}Ac z.Z. über die Hinderungsfaktoren¹⁷ HF bzw. $\text{Log-}ft$ ¹⁸ des α -Zerfalls geschieht [Ako:90a]. Als Argument dient, dass $\log ft < 8$ nur für $|\Delta K|$ und $|\Delta I| = 0$ oder 1 möglich ist [ACGF:84].

Dem α -Hauptkanal zum Zustand bei 155.65(7) keV wurde aufgrund des niedrigen Hinderungsfaktors die gleiche Struktur wie in ^{229}Pa zugewiesen und sie ändert sich damit von $5/2^+$ $5/2[642]$ auf $5/2^+$ $3/2[651]$.

Spekulativ können die bisher zugewiesenen Bänder und Niveaus in ^{225}Ac ausgetauscht werden. So kann das α -bevölkerte 120.80 keV Niveau mit vorher $5/2^-$ $5/2[523]$ auf $5/2^+$ $3/2[532]$ geändert werden.

Von den 155.65(7) keV und 120.80(7) keV Zuständen geht je ein 115.55 keV bzw. 120.80 keV M1 Übergang in den 40.09(5) bzw. Grundzustand aus. Zwischen den beiden Zuständen wird ein E1 Übergang beobachtet [AGF:87].

Dem 40.09(5) Zustand wurde bisher $3/2^+$ $3/2[651]$ zugewiesen und könnte neu dem $5/2^+$ im $5/2[642]$ Band zugewiesen werden. Entsprechend ändert sich dann das $3/2[532]$ Grundzustandsband in das $5/2[523]$ Band. Der Grundzustand von ^{225}Ac wäre somit $5/2^-$.

Der ^{225}Ra Grundzustand $1/2^+$ wird größtenteils aus dem $1/2[631]$ Band gebildet, das mit $3/2[631]$ Coriolis gekoppelt ist [Ako:90b] und mit β^- -Zerfall in ^{225}Ac übergeht.

Da der Betazerfall stark von der Struktur der Beimischungen abhängt und verbotene Übergänge stattfinden, lassen sich keine eindeutigen Aussagen ableiten, die neue Strukturzuordnungen verifizieren oder widerlegen könnten. Die Argumente aus [ACGF:84, AGF:87] bleiben für die geänderten Niveauzuordnungen gültig.

2.3. experimentelle Ausgangssituation in ^{231}Pa

Von ^{231}Pa waren bereits Teile des Niveauschemas bis etwa 1 MeV mit einigen Lebensdauern¹⁹ und Übergangsmatrixelemente²⁰ bekannt [Sch:93].

2.3.1. γ -Spektroskopie

Die auf Transferreaktionen und fütternden radioaktiven Zerfall folgenden γ -Übergänge in ^{231}Pa [dPdSdC:70, EKCF:75, HTPK:75] zeigen ein $K = 1/2$ Grundzustandsband mit Spininversion, sowie vier Zustände eines stark durch Corioliskräfte beeinflussten Seitenbandes mit isomerem Bandenkopf bei 84.2 keV.

a) Coulombanregung

Bei der γ -Spektroskopie nach Coulombanregung wurden starke, nicht experimentell zuordenbare Linien (vgl. Abs. 5.1.2, S. 77) gefunden [dBGL:92a, dBGL:92b].

Am Tandem-Beschleuniger Labor der Universitäten Münchens war eine Einrichtung zur Messung von Teilchen- γ -Koinzidenzen für radioaktive Targets entwickelt worden [Spr:93]. Zum

¹⁷Verhältnis von gemessenen zu theoretischen [Pre:47] partiellen Halbwertszeiten. Zu Normierungen des HF siehe [NDS:02, vi].

¹⁸Vergleichbare partielle Halbwertszeit ft , die um eine Energieabhängigkeit reduziert ist [GM:71]. Verschiedene Definitionen vgl. [NDS:02, vi] unterscheiden sich um $\log 12$.

¹⁹jeweils Niveauenergie E in keV und Halbwertszeit $T_{1/2}$: 58.570(3) 274(19) ps, 84.216(3) 45.1(13) ns, 101.408 ≤ 0.7 ns, 102.268 ≤ 0.7 ns 183.495(3) ≤ 0.19 ns

²⁰Für drei Matrixelemente werden Werte und für dreizehn obere Grenzen angegeben

Test der Funktionsfähigkeit wurde die Coulombanregung von ^{231}Pa mit 85 MeV ^{16}O und 145 MeV ^{32}S Projektilen durchgeführt und der nachfolgende γ -Zerfall beobachtet.

Die unbekannt Linien wurden bestätigt. Ihre Intensitäten konnten innerhalb ein bis zwei Größenordnungen mit theoretischen Rechnungen im Ein-Quasiteilchen-plus-Phonon Modell mit Corioliskopplung von J. Kvasil [dBGL:92b, Spr:93] in Übereinstimmung gebracht werden, lagen jedoch außerhalb der experimentellen Messfehler. Eine Limitierung bestand durch die begrenzte Statistik.

b) Konversionselektronenspektroskopie

Der Bereich niedriger γ -Energien bis 200 keV ist aufgrund der hohen Konversionskoeffizienten einer Untersuchung mit Konversionselektronenspektroskopie zugänglich. Messungen der γ -Intensitäten in Koinzidenz mit 59, 69, 110, 160 und 207 keV L_x Konversionselektronen der Reaktion $^{232}\text{Th} (p, 2n\gamma)^{231}\text{Pa}$ findet man in [LDBG:94] und eine erweiterte Auswertung in [Lös:93].

2.3.2. Teilchenspektroskopie am Q3D-Magnetspektrographen

Mit Teilchenspektroskopie an einem Magnetspektrographen lässt sich die Coulombanregung direkt beobachten. Als Vorteil fallen zusätzliche Unsicherheiten in der Berechnung weg, wie sie durch die Beobachtung des Zerfalls der angeregten Zustände entstehen. Durch den Energieverlust im Targetmaterial kommt es aber zu einer begrenzten Energieauflösung, besonders für Projektile größerer Masse und Ladung in schweren Targets, so dass die Methode auf leichte Projektile (p, d, α) beschränkt bleibt, wenn dicht liegende Zustände (kleiner als 10 keV), wie sie in ug-Kernen auftreten, spektroskopiert werden sollen. Wegen des geringen Drehimpulsübertrags mit leichten Projektilen werden nur tief liegende kollektive Zustände, vom Grundzustand des Targetmaterials ausgehend, angeregt. Die E2, E3 Anregung dominiert. Bei der Wechselwirkung von leichten Projektilen mit Targetkernen treten Abweichungen zur semiklassischen Näherung des Wechselwirkungsprozesses auf. Die systematischen Fehler durch notwendige quantenmechanische Korrekturen überschreiten 10%, was die Interpretationsgenauigkeit begrenzt, wenn nicht quantenmechanische Rechnungen verfügbar sind. Für ug-Kerne sind keine Programme vorhanden, die eine quantenmechanische Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeiten erlauben. Mit Coulombanregung von ^{231}Pa am Q3D-Magnetspektrographen mit 11 MeV p , 21 MeV α [Wür:93b], sowie 11 MeV d [Wür:93a] Projektilen wurde das Quadrupolmoment $|Q_2| = 2.9(1) \text{ eb}$ und das Hexadekupolmoment $|Q_4| = 1.9(6) \text{ eb}^2$ ermittelt. Eine Vorzeichensensitivität wurde nicht beobachtet und ist auch nicht zu erwarten, da die Wirkung des Q_2 - Q_4 Interferenzterms kleiner als die Messgenauigkeit bleibt.

2.4. Ziele der neuen Experimente

2.4.1. Unzulänglichkeit vorhandener Daten

Aus den verfügbaren experimentellen Daten konnten nicht alle Beobachtungen schlüssig erklärt werden. Einige nicht zugeordnete Linien konnten zwar in einem theoretischen Modell erklärt werden, aber eine experimentelle Bestätigung des Modells war nicht möglich. Auch ist eine eindeutige Zuordnung ohne $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen nicht möglich. In München stehen $n = 5$ geeignete γ -Detektoren zur Verfügung. Die Wahrscheinlichkeit von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen ist von der Anzahl der verfügbaren Detektorpaare $n(n-1)/2$ abhängig. Bei der Verwendung von z.B. 20 statt 5 Detektoren wird die $\gamma\gamma$ -Nachweiswahrscheinlichkeit 19-mal größer.

An einem Vieldetektorsystem, einem Germanium-Ball, lässt sich eine deutliche Verbesserung bei der teilchenkoinzidenten $\gamma\gamma$ -Spektroskopie unter **Coulex**bedingungen erzielen.

Projektbeginn der geplanten Spektroskopie von ^{231}Pa an einem Ball war im Juni 1993. Als Anforderung wurde im γ -Energiebereich unter 1 MeV eine möglichst gute Energieauflösung und Effizienz gewünscht, wobei eine 2-fach-Koinzidenz zur Analyse des Niveauschemas ausreicht.

2.4.2. Das **NORDBALL** Detektorsystem

Die Optimierung der sich zum damaligen Zeitpunkt (1993) in Entwicklung befindlichen Bälle (vgl. **Tab. 2.1**) liegt bei ihrer hohen Effizienz, Nachweis hoher Multiplizitäten und die Spektroskopie im Energiebereich größer als 1 MeV. Gegenüber älteren Bällen z.B. dem **NORDBALL** [**Her:85**, **Ed:89**] sind damit für die Einzelereignisse Verbesserungen der Statistik um Faktoren von 3.5 – 15, bei 2-fach-Ereignissen 14 – 286 möglich [**Sle:93**].

Ball GASP [PG:97] (ab Juni 1992) mit ISIS [FdAB:94] (regulärer Betrieb ab 1994) und pyramidalem Parallelplattenzähler [VEK:94] (Testbetrieb ab 1993, später bei GSI),
GAMMASPHERE [Lee:90 , CKA:94 , DSSLF:96 , Fal:97] (Inbetriebnahmephase März 1993 bis Januar 1995) mit MICROBALL [SHD:96] (Beginn März 1994) und CHICO [SCW:00] (1996),
EUROGAM [NU:90 , Eur:96] (bis April 1993, ab Juli 1994) mit DIAMANT [AAB:97],
EUROBALL [Eur:95 , Sim:97] (Betriebsbeginn in Legnaro Anfang 1997, vorher Testbetrieb von Detektoren an verschiedenen Instituten), dazu EuroSiB [Pau:96] (in Fertigung 1996),
MINIBALL [HRK:97 , HRT:97] (damals geplanter Testbetrieb ab Ende 1998) und EXOGAM [Exo:98] (Frühphase der Inbetriebnahme 1999).

Tabelle 2.1: Wichtige Vieldetektorsysteme und Koinzidenzdetektoren (Entwicklungsverlauf und Planungen)

Ein für die geplanten Experimente benötigtes Detektorsystem für Schwerionen für Coulomb-Anregungsexperimente radioaktiver **Targets** war zum Projektstart für die neuen Bälle nicht verfügbar (**Tab. 2.1**). Die verfügbaren oder in Entwicklung befindlichen Teilchendetektorsysteme waren auf den Nachweis leichter Ionen für die Selektion von Reaktionskanälen optimiert (z.B. [**FdAB:94**, **SHD:96**, **AAB:97**, **Pau:96**, **KMS:92**]) bzw. geben nur eine Ortsinformation in Vorwärtsrichtung (z.B. [**VEK:94**]). Eine Systemintegration in Abstimmung mit dem Bedarf der multinationalen Gremien der in Entwicklung befindlichen Bälle wurde aufgrund des zu erwartenden Zeitbedarfs und der beschränkten Projektlaufzeit als zu risikoreich eingestuft, denn eine Garantie auf Durchführung eines Experimentes war nicht möglich.

Am zuverlässig in Betrieb befindlichen **NORDBALL** des **NBITAL** [**Sle:93**] (**Tab. 2.2**, **Abb. 2.7**) war von einer japanischen Gruppe ein Teilchendetektorsystem zur Selektion von Reaktionskanälen und für Coulomb-Anregungsexperimente mit Schwerionen vorhanden [**KMS:92**]. Eine Optimierung zu größerer Raumwinkelabdeckung war in Entwicklung [**Yos:93**, **SKM:93**]. An einer Nutzung hatte auch eine polnische und eine weitere deutsche Gruppe Interesse, so dass der **NORDBALL** für die in dieser Arbeit beschriebene Spektroskopie von ^{231}Pa ausgewählt wurde. Zwar war bereits der Beschluss gefallen die experimentellen Einrichtungen des **NBITAL** zu schließen, aber wegen der Bereitschaft zu weitgehender Unterstützung war absehbar, dass die Messungen dort in zwei Strahlzeitperioden abgeschlossen werden können.

θ in $^\circ$	ϕ in $^\circ$
37.4, 79.2	0.0, 72.0, 144.0, 216.0, 288.0
100.8, 142.6	36.0, 108.0, 180.0, 252.0, 324.0

Tabelle 2.2: Winkel der 20 Compton-unterdrückten Germaniumdetektoren im **NORDBALL**

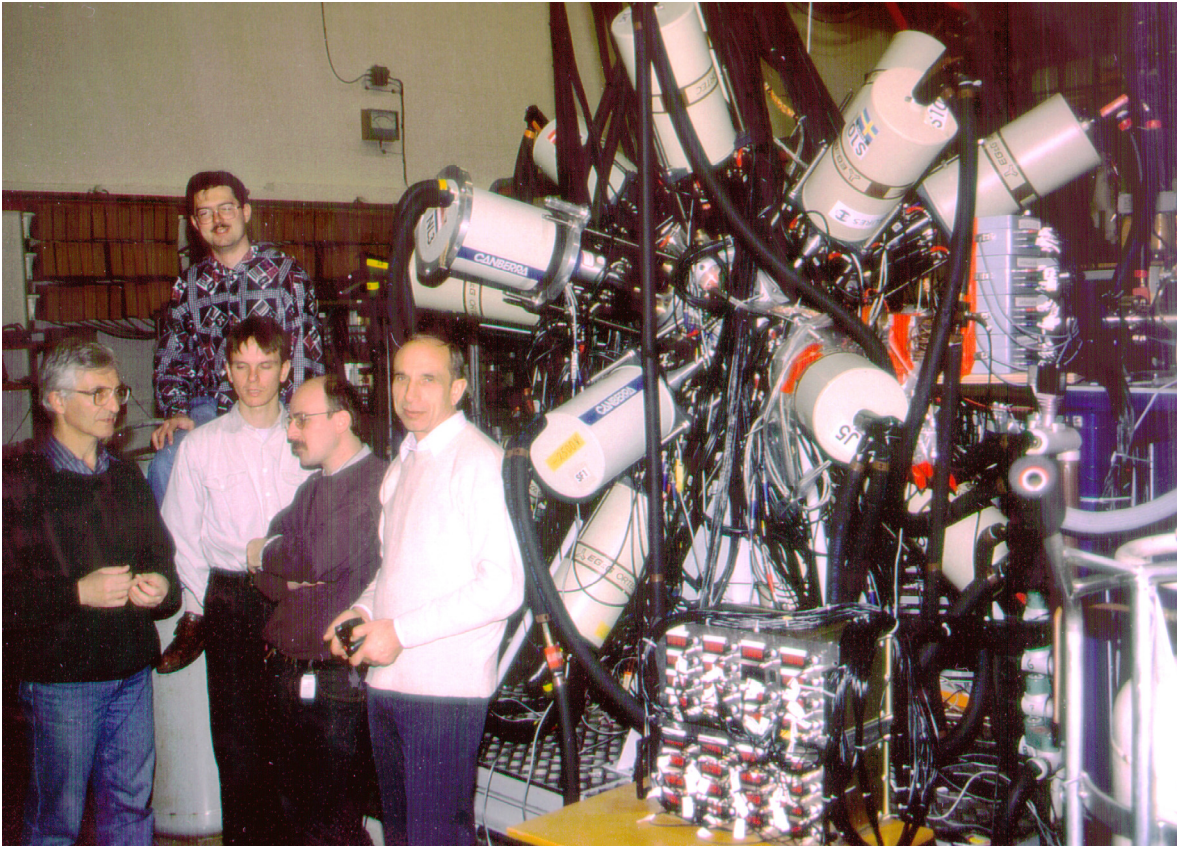


Abbildung 2.7: NORDBALL am **NBITAL** mit einem Teil der Experimentiergruppe bei Verwendung des **PIN-Dioden-Detektors** mit seinen Vorverstärkern (rechts oben) und der Spannungsversorgung (Mitte unten). Die Dewars mit Befüllungsleitungen dienen zur Kühlung der Germaniumdetektoren.

2.5. Strahl

Die Verwendung eines Strahls mit Schwerionenenergien knapp unterhalb der Coulombbarriere erlaubt einen ausreichenden Spinübertrag zur Populierung von Hochspinzuständen ($\sim 20\hbar$). Für die Berechnung der Coulombbarriere für schwere Kernsysteme existieren experimentelle Daten [ESN:92] und unterschiedliche Modelle [AW:75, WBW:80]. A priori wäre es notwendig die genaue Verteilung der Kernwellenfunktionen der **Target**-Projektilkombinationen zu kennen, um die Wahrscheinlichkeit der Kernwechselwirkung und des Subcoulombtransfers unter einer Mindestschwelle zu halten. Für die Systeme ^{231}Pa und die verwendeten Projektilen liegen keine Untersuchungen vor. Da eine Kerndeformation eine Ausdehnung des Kernes über den durch die einfache Abschätzung gegebenen kugelförmigen Kernradius $R_K = r_0 A^{1/3}$ erwarten lässt und Potentialeigenschaften aus den Rechnungen [Lös:93] für ^{229}Pa bekannt sind, wurde die Coulombbarriere konservativ berechnet um Subcoulombkanäle zu unterdrücken. Die experimentelle Überprüfung durch die Verwendung verschiedener Energien (255, 260, 261 MeV ^{58}Ni) und Streuwinkel, sowie der Vergleich mit der Modellrechnung, verifiziert den reinen Coulombanregungsprozess innerhalb der Messfehler.

Am Münchener **Tandem**beschleuniger ist die Coulombbarriere von ^{231}Pa mit ^{32}S , am **Tandem**beschleunigerlabor des Niels Bohr Institutes (**NBITAL**) auch mit ^{58}Ni erreichbar. Da auch das Projektil am **Target**kern Coulomb angeregt wird, muss darauf geachtet werden, dass (auch nach Dopplerkorrektur) möglichst keine Überlappung mit den Linien stattfindet, die sich im zu messenden Bereich des **Targets** befinden und die ungewollte Anregung klein bleibt, z.B. wegen hoch liegender niedrigster Anregungszustände in gg-Kernen (z.B. bei 1.45 MeV und 2.46 MeV in ^{58}Ni).

2.6. **Target** ^{231}Pa

Als **Target**material wurde jeweils ein vorhandenes ^{231}Pa 105 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ PaO_x ($x \approx 2$) Oxidtarget auf 12 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ C **Backing** [Mai:94] mit einer Aktivität von $1.7 \cdot 10^5$ Bq (4.7 μCi) und einer Halbwertszeit von 32760(110) Jahren [Sch:83] verwendet.

Aufgrund der geringen natürlichen Isotopenhäufigkeit wird ^{231}Pa in Reaktoren unter Nutzung der Reaktion $^{230}\text{Th}(n,\gamma)^{231}\text{Th}(\beta^-, 25.5\text{h})^{231}\text{Pa}$ erzeugt [HPS:64]. Verunreinigungen des verwendeten Materials mit Komponenten $A < 40$, $A = 56, 93, 238, 243$ im Prozentbereich war in Experimenten mit dem Münchener Magnetspektrographen Q3D festgestellt worden [Wür:93b, Lös:93].

Rückstreuung des Strahles ist an den kontaminierenden Isotopen ^{93}Nb , ^{238}U , ^{238}Pu und ^{243}Am bei ^{58}Ni und zusätzlich ^{56}Fe bei ^{32}S Projektilen bei der Analyse zu berücksichtigen, sofern deren Übergänge angeregt werden und im Bereich der beobachteten γ -Linien von ^{231}Pa liegen. Aus kinematischen Gründen ist eine Unterscheidung der Kontaminationen von ^{231}Pa durch Energiefenster auf die rückgestreuten Projektilen nicht oder nicht vollständig möglich. Bei großen Massenunterschieden zu ^{231}Pa werden durch die unterschiedlichen Dopplerkorrekturen die Linien der Kontaminationen verbreitert. Aufgrund der geringen Anteile ist zu erwarten, dass nur niedere, stark populierte Niveaus beobachtbar sein könnten. Eine Überprüfung zeigt, dass in der Praxis der Einfluss der Kontaminationen bei der Analyse der γ -Spektren vernachlässigbar ist [Jun:99, Bag:97, CM:98, Ako:92].

Ein ^{231}Pa **Target** größerer Massenbelegung bzw. ein metallisches **Target** war nicht erhältlich. Ein **Target** mit größerer Massenbelegung hätte durch einen Intensitätsgewinn einen niedrigeren statistischen Fehler ermöglicht. Dabei wäre eine höhere Energieverlustverteilung im **Target** akzeptiert worden, die einerseits die Genauigkeit der Berechnung des Anregungsprozesses erhöht, andererseits den Auflösungsgewinn durch Dopplerkorrektur begrenzt.

Ein metallisches **Target** hätte einen reduzierten γ -Untergrund und einen für die Germaniumdetektoren niedrigeren Neutronenfluss durch die Vermeidung von Reaktionen, vor allem des Strahls mit Sauerstoff und Kohlenstoff, zur Folge. Ein Zugriff auf rohes metallisches **Target**material wäre möglich gewesen, aber aus rechtlichen Gründen war die Herstellung von radioaktiven **Targets** in Deutschland nicht mehr möglich und wurde auch nicht unter Umgehung dieser Vorschriften im Ausland angestrebt. Wegen wachsenden Sicherheitsanforderungen verzögerte sich die Inbetriebnahme des neuen heißen Labors der Universität München bis ins Jahr 1997, so dass eine Nutzung nicht mehr abgewartet werden konnte [MGFF:96].

2.7. Strahlenschutz und Sicherheitsmaßnahmen

Bei Verwendung eines radioaktiven **Targets** sind Sicherheitsmaßnahmen und Genehmigungen nötig.

Die Gefährdung von Personen besteht bei Inkorporierung aus der hohen relativen biologischen Wirksamkeit (RBW) der vom **Target** abgegebenen α -Strahlung.

In vernachlässigbarem Umfang $T_{1/2}(\text{SF}) \geq 1.1 \cdot 10^{16} \text{a}$ [Sch:83] spaltet sich der Kern spontan. Die Zerfallskette teilt sich in mehrere Pfade, in denen sich α , β und γ -Strahler befinden, wobei die gasförmige Radonkomponente nicht an das **Target** gebunden bleiben muss.

Bei einer Aufbewahrung des **Targets** in einem verschlossenen Behälter ist eine Aktivierung des Behälters nach Entfernung des **Targets** nachweisbar. Die Hauptkomponente der Aktivität ist β -Strahlung²¹.

Unmittelbar nach dem Experiment ist in der Kammer und auf den **PIN-Dioden** in gleicher Weise eine Aktivierung der Oberflächen nachweisbar, die mit 30 min Halbwertszeit abnimmt.

Die α und β Strahlung kann leicht abgeschirmt werden (z.B. durch die Verwendung von Handschuhen), die γ -Strahlung nimmt unabgeschirmt raumwinkelbedingt in 1 m Abstand unter den natürlichen Untergrund ab.

Die Hauptgefahr besteht durch eine Zerstörung des dünnen **Targets** ($12 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ C **Backing**) und eine anschließende Inkorporierung durch Toxizität als Schwermetall und einer Schädigung von Zellgewebe im Nahbereich.

Für die benutzten Versuchsanlagen ist eine Kontamination aufgrund der langen Halbwertszeit von $3.3 \cdot 10^4$ Jahren auszuschließen. Gegebenenfalls muss die Aktivität bei Zerstörung in einer eng begrenzten Versuchskammer, die endgelagert werden kann, umschlossen sein.

2.7.1. Emissionen des **Targets**

Unter den gasförmigen Komponenten, bei denen eine Gefahr der Inkorporierung über die Atemwege und eine Kontamination von Versuchsanlagen möglich ist, tritt hauptsächlich ^{219}Rn , das Aktinon, in der Zerfallsreihe auf.

Für eine Kontamination der Anlagen ist die Aktinonemission unbedeutend, da die Halbwertszeiten der Töchter bei maximal einer halben Stunde liegen und der Endpunkt des Zerfalles stabiles Blei ist.

Die Bleikontamination ist vernachlässigbar, denn in angenommenen 2 Monaten Strahlzeit wird maximal $3 \cdot 10^{-10}$ g Blei freigesetzt. Würde die gesamt abgegebene Menge auf 1cm^3 konzentriert, würde dies in der Größenordnung des **MAK**-Wertes für Luft $1 \cdot 10^{-10} \text{g}/\text{cm}^3$ liegen. Bei Lösung in 30mm^3 Wasser würde der für Trinkwasser umzusetzende Grenzwert von Blei der **WHO** $1 \cdot 10^{-11} \text{g}/\text{mm}^3$ eingehalten, so dass auch eine orale Aufnahme von kontaminierten Flächen unbedenklich wäre. In den Lagerbehältern könnten diese Grenzwerte überschritten werden, so dass entsprechende Sorgfalt beim Umgang notwendig ist.

Bei der Inkorporierung von gasförmigen Radonkomponenten tragen auch Tochterkerne zur Strahlenbelastung des Lungengewebes bei. Da die entstehenden Radiumisotope nicht mit der Häufigkeitsverteilung der natürlichen Zerfallsreihen identisch sind, ist ein Vergleich mit ge-

²¹Die β -Strahlung setzt sich aus dem β -Zerfall von Tochterkernen und aus Konversionselektronenlinien angeregter Zustände der Töchter zusammen.

wichteten Radonexpositionen [OPP:89, Bri:94] nur näherungsweise möglich. Die Halbwertszeit des ^{219}Rn von 3.9s reduziert eine Inkorporierung und Kontamination, wenn Diffusionsbarrieren vorhanden sind. Der Gastransport aus dem **Target** und die Verteilung beim Umgang mit dem **Target**, sowie während des Experiments, ist jedoch nur schwer zu modellieren. Unsicherheiten beim Vergleich zu Studien sind staubgebundene Emitter in Uranminen, deren Eindringtiefe in die Lunge geringer ist, und das unterschiedliche Atemverhalten bei schwerer Arbeit.

Die Aktivität des ^{231}Pa im verwendeten **Target** liegt bei $1.7 \cdot 10^5$ Bq (4.7 μCi). Alte Uhren enthalten nach Angaben des Bundesamtes für Strahlenschutz (BfS) [Bun:01] bis zu $1.5 \cdot 10^5$ Bq Radium²² ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1600$ a), das ins Radon ^{222}Rn mit einer Halbwertszeit von 3.825 d zerfällt. Eine derartige Uhr stellte bei der Herstellung und bei Zerstörung ein ähnliches Risiko dar, wie der Umgang mit dem **Target**.

Wenn die Zerfallskette im radioaktiven Gleichgewicht angenommen wird, was in guter Näherung erfüllt ist, da die Halbwertszeit von ^{231}Pa dominiert, ist die Aktinonaktivität ^{219}Rd ebenfalls $1.7 \cdot 10^5$ Bq.

Für Radon liegen Empfehlungen vom BfS vor. Der Mittelwert in Deutschland beträgt 50 Bq/m^3 . Bis 250 Bq/m^3 beträgt der Toleranzwert im Jahresmittel und ab 1000 Bq/m^3 im Jahresmittel sollen konkrete Maßnahmen zur Reduktion ergriffen werden. Empfehlungen anderer Länder liegen bei ca. 150 Bq/m^3 (EPA-Empfehlung, USA) und ca. 75 Bq/m^3 (Schweden). Die Emissionen, die von dem **Target** ausgehen, sind in unmittelbarer Umgebung deutlich höher als die Toleranzwerte des Jahresmittels.

Mehrere **Targets** standen in einem luftdichten nur jeweils kurz geöffneten Transportbehälter zur Verfügung. Da die Akkumulation von Radonkomponenten wegen der spezifischen Dichte in Bodennähe erwartet wird und bei normaler Arbeit über dem Bodenniveau nicht inkorporiert wird, kann zur Abschätzung die Aktivität eines **Targets** verwendet werden.

Infolge der dünnen Schichtdicke des **Targets** ist eine Diffusion nach außen in der Halbwertszeit von ca. 4s möglich. Bei Annahme der vollständigen Aktivität in einem m^3 Atemluft und einer für alle Experimente summierten Expositionszeit von 24h kann unter Vorbehalt ein oberer Grenzwert der Belastung nach [OPP:89, Bri:94] abgeschätzt werden. Unter Annahme des Equilibriums entsprechen 1 WL (Working Level) der Aktivitätsdichte $3.7 \cdot 10^3 \text{ Bq/m}^3$. Mit der Definition 1 **WLM** (Working Level Month), entsprechend 170 Stunden bei 1 WL, kann, wenn man die Gewichtung für ^{222}Rn verwendet, eine Dosis von kleiner als 7 **WLM** als obere Grenze abgeschätzt werden, entsprechend einer Belastung von 70 mGy α -Strahlung (0.2 Sv²³) der Bronchien und 35 mGy (0.1 Sv²⁴) der Lunge. Nach den amerikanischen Regelungen von 1978 ist das zulässige Maximum 2 **WLM** pro Vierteljahr und 4 **WLM** pro Jahr²⁵ und würden nach dieser Abschätzung bei gegebener Verteilung der Strahlzeiten eingehalten. Die erhöhte radonbasierte Lungenkrebswahrscheinlichkeit auf tausend Personenleben, bezogen auf eine einmalige Exposition von $< 7 \text{ WLM}$, würde sich dann nach den in [OPP:89, Bri:94] genannten Studien auf < 0.07 abschätzen lassen, verglichen mit dem Lungenkrebsrisiko für Nichtraucher > 7 und der mittleren natürlichen Radonbelastung im Freien > 3 .

Die Abschätzung überschätzt die tatsächlich erhaltene Dosis deutlich, da angesichts der kurzen

²²Zum Vergleich: Der deutsche Tritium-Grenzwert für Leuchtzifferblätter in Uhren liegt bei $2.5 \cdot 10^8$ Bq [Bun:01].

²³20 rem

²⁴10 rem

²⁵Etwa 30 **WLM** im Tagesmittel sind als Spitzenwerte von Arbeitern in Uranbergwerken bekannt.

Halbwertszeit eine Inkorporierung über die Atemwege unwahrscheinlicher ist und die Aktivität nicht an Staubteilchen gebunden ist, die sich in der Lunge ablagern können.

Mögliche Kontaminationen auch der Umgebungsluft wurden mit α, β, γ sensitiven Oberflächenzählern kontrolliert.

2.7.2. Transport

Der Transport und die Lagerung erfolgten, soweit möglich, in verschraubten, gedichteten und abgeschlossenen Behältern. Umgangsgenehmigungen, sowie Transportgenehmigungen für den grenzüberschreitenden Transfer, wurden eingeholt und Transporte soweit möglich vermieden.

2.7.3. Kammerkonstruktion

Wegen der langen Halbwertszeit muss dafür Sorge getragen werden, dass Experimentiereinrichtungen nicht kontaminiert werden und deshalb wird das **Target** in einer von den Anlagen weitgehend getrennten Kammer untergebracht.

Das **Target** befindet sich auf einer $12 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ C Folie, die aufgrund der Dicke sehr empfindlich gegen Luftströmungen ist, die u.U. durch Bewegung des **Targets** in Luft, senkrecht zur Oberfläche, entstehen.

Beim **Target**bruch, der an einer unbedampften Folie simuliert wurde, rollt sich ein **Target** dieser Dicke an der Bruchstelle ein, wobei keine oder nur wenige zusammenhängende Stücke frei werden, nicht jedoch Stäube oder Fasern.

Bei der Kammerkonstruktion wurde auf geringe Pumpquerschnitte geachtet, um die Strömungsgeschwindigkeit der Luft zu begrenzen (**Abs. 2.7.6, nächste D.**). Die **Target**halterung beim **NORDBALL**-Detektor ist an der abnehmbaren strahlabwärtigen Hemisphäre (**Abb. 3.15, S. 53**) befestigt. Eine anschraubbare Abzugsvorrichtung mit Spindelgewinde ermöglicht eine sanfte Trennung der Kammerhälften.

2.7.4. Einbau/Ausbau

Beim Einbau bzw. Ausbau des **Targets** am **NBITAL** wurden besondere Vorsichtsmaßnahmen getroffen. Die Klimaanlage wurde ausgeschaltet, um den Luftzug zu minimieren. Zum Eigenschutz wurde eine Feinstaubmaske zum Schutz vor Inkorporation eines möglicherweise brechenden **Targets** verwendet. Der **Target**ein- und -ausbau fand mit Einweghandschuhen auf einer Plastikfolie statt. Alle verwendeten Geräte und Materialien wurden mit α, β, γ sensitiven Oberflächenzählern auf Kontamination überprüft. Den Zählern nicht zugängliche Oberflächen wurden überprüft, indem sie einem Wischtest mit Alkohol unterzogen wurden.

Kontaminationen, die über eine kurzfristige (**Abs. 2.7, vorige D.**) nicht abwischbare Aktivierung der Kammer hinausgehen, wurden nicht festgestellt. Eine Aktivierung der Kammer durch den Strahl oder das **Target** konnte mit den Germaniumzählern nicht nachgewiesen werden.

2.7.5. Vakuumsystem

Der Kammerdruck wurde mit Nadelventilen geregelt. Zum Abpumpen wurde eine Vorpumpe mit Filter verwendet. Der Druckausgleich zur **Tandem**seite wurde vor Öffnung des abtrennenden Schiebers über einen Bypass vollzogen. Hinter dem Schieber befindet sich eine Kühlfalle mit flüssigem Stickstoff, die eventuelle Kontaminationen fangen soll, bevor sie in eine darauf folgende Turbomolekularpumpe gesaugt werden.

Die getrennte Belüftung der Kammer ist über ein Ventil auf der Kammerseite des Bypasses möglich.

Ein Sicherheitsplan und ein Notfallplan wurden erstellt, damit die Handhabung des Vakuumsystems nach einer Checkliste ausgeführt wird und Fehler bei unterschiedlichen Bedienern, sowie bei den erhöhten Anforderungen des Schichtdienstes, vermieden werden.

Die Bediener wurden in die Handhabung und den Notfallplan eingewiesen. Während des Experimentes war ständig eine eingewiesene Person anwesend.

2.7.6. Blindversuch

Vor jedem Experiment wurde ein Blindversuch mit einem Kohlenstofftarget unternommen, um die Handhabung zu testen.

Ein Vakuumeinbruch von der Strahlrohrseite am **NBITAL** wurde an einem Kohlenstofftarget $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ simuliert, wobei das Test-Target aufgrund der geringen Rohrquerschnitte nicht zerstört wurde, so dass ein Sicherheitsspielraum besteht.

2.7.7. Strahlstrom

Infolge des Targetalters von ca. 10 Jahren ist eine Schädigung der Struktur des Kohlenstoffbackings durch die α -Strahlung des ^{231}Pa zu erwarten. Quantitative Vorhersagen über die Schädigungen sind nicht bekannt.

Aus den Erfahrungen vorhergehender Experimente im Tandem-Beschleuniger Labor der Universitäten Münchens (**MTBL**) wurde der Strahlstrom auf ca. 10 **pnA** begrenzt.

2.8. Untersuchung von ^{231}Pa

2.8.1. Experimente am Tandem Van-de-Graaff Beschleunigerlabor (**MTBL**) in München

a) $^{231}\text{Pa} + 145 \text{ MeV } ^{32}\text{S}$ **Coulex**

Zur Verbesserung der Aussagefähigkeit wurde das Experiment $^{231}\text{Pa} + 145 \text{ MeV } ^{32}\text{S}$ **Coulex** (**Abs. 2.3.1 a, S. 25**) mit größerer Statistik wiederholt.

Verwendet wurden vier Compton-unterdrückte Germaniumdetektoren [**Gol:88**] des NORD-BALL-Typs in einer Ebene unter Winkeln von 57° , 101° , 237° , 279° zur Strahlachse. Die in Koinzidenz zurückgestreuten Teilchen wurden mit 24 **PIN-Dioden**²⁶ in einem Winkelbereich von 145° bis 190° nachgewiesen.

Dabei zeigte sich, dass die, trotz der Unterdrückung durch die Koinzidenz auf rückgestreute Projektile, γ -Linien aus dem natürlichen radioaktiven Zerfall störend mit schwachen Linien des Coulombanregungsprozesses überlappen können. Die beobachteten Abweichungen der Linienintensitäten z.B. bei $21/2^- \rightarrow 17/2^-$ (236.7 keV) in [**Spr:93**], stammen von überlagerten Linien der ^{231}Pa Zerfallskette. Bei einem späteren Vergleich mit theoretischen Rechnungen wurden für weitere Linien niedrigerer Intensität Abweichungen festgestellt (**Abb. 3.4, S. 40**) und qualitativ bestätigt [**Kva:01**].

²⁶Größe $1 \times 1 \text{ cm}^2$, vgl. **Abs. 3.2 (S. 42)**.

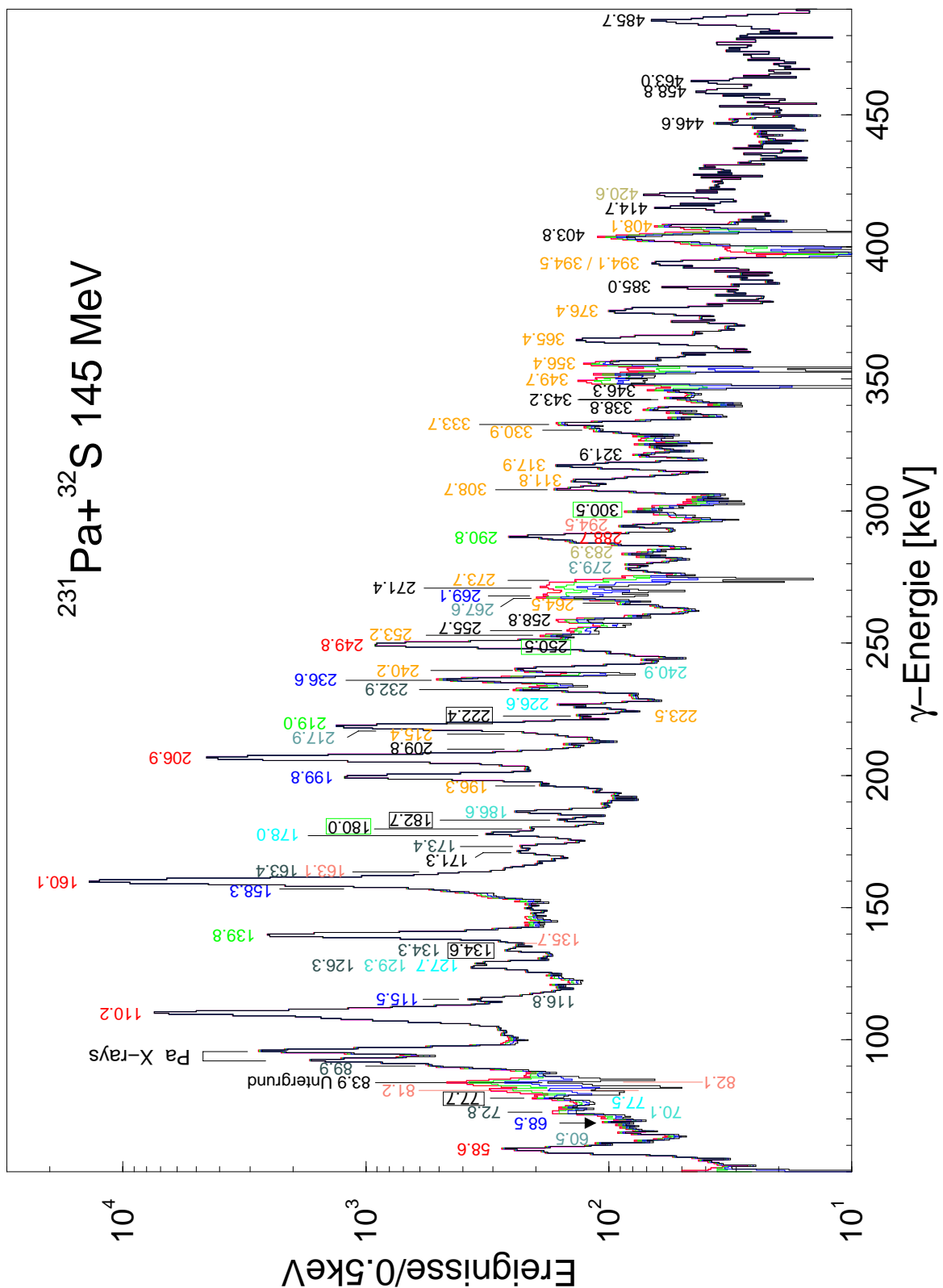


Abbildung 2.8: Coulombanregung von ^{231}Pa mit $145 \text{ MeV } ^{32}\text{S}$ mit der „Münchener“ 5 Detektor Anordnung. Zum Vergleich der Auswirkung unterschiedlichen Untergrundabzugs werden die zugehörigen Spektren in verschiedenen Farben dargestellt. Die dichte Energieabfolge der γ -Linien erschwert die eindeutige Zuweisung zu Übergängen und war nur mit den Koinzidenzmessungen [Abs. 5 \(S. 69\)](#) gemäß dem Farbkode der [Abb. 5.4 \(S. 75\)](#) und [Abb. 5.5 \(S. 78\)](#) möglich. Die Energien aller Experimente stimmen innerhalb der Fehler mit den Werten der Einzelmessung [[LDBG:96](#)] und [Tab. 2.3 \(nächste D.\)](#) überein.

Die Abweichungen können durch Untergrundabzug weitgehend beseitigt werden. Die Linien des radioaktiven Zerfalls sind durch die angewendete Dopplerkorrektur verschmiert. Um die radioaktiven Zerfallslinien abzuzeichnen, wurde ein Spektrum des natürlichen radioaktiven Zerfalls mit der gemessenen Wahrscheinlichkeitsverteilung der **PIN-Dioden** Ansprechwahrscheinlichkeit Doppler-korrigiert und auf die experimentell beobachtete Größe normiert (vgl. **Abs. 3.1.2 d**, **S. 41**). Die subtrahierten Spektren stimmten deutlich besser mit den theoretisch berechneten Intensitäten für diese schwachen Linien überein. Die Ergebnisse wurden für Linien bis 400 keV in [**LDBG:96**] veröffentlicht. In **Abb. 2.8** (**vorige D.**) finden sich erweiterte Spektren, in denen die Linien bis 500 keV erkennbar sind. Die Spektren unterscheiden sich durch den Abzug eines verschieden skalierten Untergrundes, so dass die Abhängigkeit der Linienintensitäten von Unsicherheiten beim Untergrundabzug zu erkennen ist. Die Energien und Intensitäten der ohne Koinzidenzdaten nur spekulativ zuweisbaren Linien finden sich in [**LDBG:96**] und dazu ergänzend in **Tab. 2.3**.

Sicher zugewiesen wurden nur Übergänge im Grundzustandsband bis zum Spin $23/2^-$ (γ -Linie 249.8 keV). Aus der Extrapolation von Berechnungen nach dem Rotationsmodell für $I < 23/2^-$ wurden versuchsweise unbekannte Übergänge zugewiesen, was zur Bestimmung der Zustände $25/2^-$ und $31/2^-$ Erfolg hatte, aber für die Niveaus $27/2^-$ und $29/2^-$ Abweichungen von bis zu 2 keV zu den Präzisionsmessungen **Abs. 2.8.3** ergibt. Auf eine Darstellung obsolet gewordener Ergebnisse wird an dieser Stelle verzichtet und auf **Abs. 5** (**S. 69**) verwiesen. In **Abb. 2.8** (**vorige D.**) werden bereits diese neuen Ergebnisse zur farbigen Zuordnung der Linien verwendet.

b) Test

Zur Vorbereitung des **NBITAL-PIN-Dioden**experimentes wurde die Funktionsfähigkeit des Datenaufnahmesystemes mit einer Signalauslese über **Multiplexer** (**Abs. 3.6.2**, **S. 54**) und der für die kleineren **PIN-Dioden** angepassten Vorverstärker bestimmt [**Den:96**]. Die Untergrundreduktion des Detektorsystems konnte eindrücklich bestätigt werden (**Abb. 3.1**, **S. 38**).

2.8.2. Testmessungen mit dem **Zyklotron** am Schwerionenzentrum in Warschau, Polen

Die weiteren Tests des neu entwickelten **PIN-Dioden**-Teilchendetektorsystems (**Abs. 3.4**, **S. 49**), der Verkabelung und der Elektronik fanden am **Zyklotron** des Schwerionenzentrums in Warschau, Polen statt. Die Vorverstärker wurden auf den zu erwartenden Energiebereich abgeglichen und die Handhabung des Systems bei Benutzung eines radioaktiven **Targets** wurde mit den Bedienpersonen geübt. Die gewonnene Erfahrung bei der Signalauslese nutzend, konnte die Schirmung der Steckverbinder und der Detektorkammer in München noch rechtzeitig für die Experimente am **NORDBALL** geändert werden (**Abs. 3.6.1**, **S. 53**).

Übergang	
E_γ [keV]	I_γ^a
403.8(2)	3.5(8)
407.8(3)	1.2(5)
414.7(3)	1.2(4)
419.9(3)	1.5(4)
446.6(5)	0.5(3)
458.8(3)	0.6(2)
463.0(3)	0.7(2)
485.7(2)	1.4(2)

^{a)} Summe der vier Detektorintensitäten, normiert auf $I_\gamma(110.2 \text{ keV}) = 100$

Tabelle 2.3: γ -Energien der Coulombanregung von ^{231}Pa mit 145 MeV ^{32}S mit deren Intensitäten oberhalb 400 keV in Erweiterung zu [**LDBG:96**].

2.8.3. Experimente am Tandem Van-de-Graaff mit Nachbeschleunigern des Niels Bohr Instituts (NBITAL) in Risø, Dänemark

Eine Zusammenfassung der Strahlzeiten findet sich in Tab. 2.4.

Projektil	Energie [MeV]	Strom		Zeitdauer		Jahr
		[nA]	[pA]	netto [h]	brutto [h]	
^{32}S	148	10-90	0.8-7.5	44	61	94
^{58}Ni	261	30-60	1.5-3.0	81	122	94
^{58}Ni	255	20	1.0	32	48	95
^{58}Ni	260	30-120	1.5-6.0	144	168	95

Tabelle 2.4: Zusammenfassung der ^{231}Pa Experimente am NBITAL

a) $^{231}\text{Pa} + 148\text{ MeV } ^{32}\text{S}$ und $61\text{ MeV } ^{58}\text{Ni}$ Coulex

In der Zeit vom 31. Juli bis 19. September 1994 wurde der japanische Si-Detektor am NBITAL in Dänemark genutzt (Abs. 3.1.2 c, S. 39). Die Teilnahme an dem Experiment fand ab dem 22. August statt. Das neu entwickelte, ungetestete Detektorsystem verursachte Probleme mit den Vorverstärkern, die bereits zu Lasten einer verlängerten Koinzidenzzeit, gelöst waren. Die Ortsauflösung des Teilchendetektors war empfindlich auf den temperatur- und nachweisratenabhängigen Sperrstrom, so dass die Versorgungsspannung von Hand nachgeregelt werden musste. Eine Kühlung der Kammer und somit des Detektors mit Pressluft war notwendig um die Detektorauflösung bei Erwärmung durch den Detektorstrom zu erhalten und den maximal zulässigen Arbeitsstrom nicht zu überschreiten. Die Kühlleistung durch den Luftstrom mit Raumtemperatur war vom Kompressorsystem limitiert. Bei dem ^{231}Pa Experiment mit ^{58}Ni Strahl kam es zu einem Datenverlust von 27% da die Aufzeichnung auf Exabyte® Band gestört war [LNW:94], was die notwendige nachträgliche Datenbearbeitung für diesen Teil unmöglich machte. Der Defekt eines Terminalsteuers²⁷, dessen Reparatur länger als die noch zugeleitete Strahlzeit gedauert hätte, führte zum Abbruch des Experimentes.

b) $^{231}\text{Pa} + 255\text{ MeV } ^{58}\text{Ni}$ und $260\text{ MeV } ^{58}\text{Ni}$ Coulex

Vom 1. November bis 23. Dezember 1995 konnte das NBITAL mit einem selbst entwickelten PIN-Dioden-Detektor (Abs. 3.4, S. 49) genutzt werden. Einer der NORDBALL Ge-Detektoren war durch einen EUROBALL vierfach segmentierten Detektor (Clover) ohne Comptonunterdrückung ersetzt. Seine Segmente wurden einzeln ausgelesen, kalibriert und addiert. Zu Beginn der Periode wurden die Nachbeschleuniger vom Laborbetriebspersonal geöffnet und auf Schwerionen umkonfiguriert. Dann schloss sich eine Konditionierungsphase an, in der die HF-Leistung je nach Verbesserung des Vakuums erhöht wurde. Dieser Vorgang dauerte wesentlich länger als geplant, da Spannungsschwankungen des Versorgungsnetzes zu Leistungsänderungen und Notabschaltungen führten, so dass Einbau und Integration des Detektors in das NORDBALL Datenaufnahmesystem vor Strahlzeitanfang abgeschlossen war. Die Wartezeit wurde für Optimierung der Elektronik, der Software und der Detektorsysteme verwendet;

²⁷Kondensator zur Strahlableitung in der Tandemmitte.

dabei fand sich ein Softwarefehler bei der Spektrenakkumulation im Online Datenaufnahmeprogramm des **NORDBALLs** [Nap:95].

Am Anfang der Strahlzeit konnte nur mit geringerer Energie als geplant gemessen werden, was den Experimentierbetrieb eingeschränkte. Die Zeitkreise der Vorverstärker waren nicht für die niedrigen Strahlenergien abgeglichen, was speziell für die Signale des Mosaikdetektors (Abs. 3.3, S. 47) problematisch wurde, da keine gute Triggerung mehr möglich war; deswegen wurde der Mosaikdetektor herausgenommen und später - um Zeit zu sparen - auch nicht wieder eingebaut. Das geplante Maximalprogramm wurde deshalb um zwei Experimente reduziert. Eine weitere Einschränkung blieb, dass durch einen Bedienungsfehler der letzten Experimentiergruppe am **NBITAL** ein Teil der BaF₂ Detektoren des **NORDBALLs** in Vorwärtsrichtung nicht mehr gebrauchsfähig war. Tab. 2.5 gibt eine Zusammenfassung der Detektornutzung.

Eine vorläufige Auswertung der ¹⁷⁶Hf Experimente findet sich in [Ilc:97]. Die γ -Vibrationszustände konnten sowohl in ¹⁸¹Ta [LdBC:99b], als auch in ¹⁸⁰Ta [LdBC:99a] nach Coulombanregung beobachtet werden.

Die Population von Isomeren nach Coulombanregung in ¹⁸¹Ta wurde gezeigt [LAdB:99] und die Depopulation des 9⁻ Isomers von ¹⁸⁰Ta [Loe:01] konnte nachgewiesen werden.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse der Tantalexperimente findet sich in [Loe:01].

In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse der ²³¹Pa Experimente ausgewertet. Im folgenden Abschnitt wird zuerst die Konstruktion des Detektorsystems beschrieben.

Datum 1995	Nuklid	Strahl	Energie (MeV)	
01.11.-20.11.	Aufbauphase, Umbau und Konditionierung der Booster			
21.11.-23.11.	²³⁸ U	¹⁶ O	70	
24.11.-27.11.	^{180,179,177} Hf	¹⁹ F	67	
27.11.-28.11.	¹⁷⁷ Hf	³² S	120	
28.11.-29.11.	²³⁸ U	³² S	120	← Quellenproblem
29.11.-01.12.	^{176,178} Hf	¹⁹ F	67	
01.12.-05.12.	^{176,177,178,179,180} Hf	⁵⁸ Ni	225	
06.12.-07.12.	²³¹ Pa	⁵⁸ Ni	255	
07.12.-14.12.	²³¹ Pa	⁵⁸ Ni	260	← Folienwechsel
15.12.-22.12.	¹⁸⁰ Ta	⁵⁸ Ni	225	
22.12.-23.12.	Abbauphase			
Aus Zeitmangel nicht durchgeführte Experimente: ²³⁸ U, ¹⁷⁶ Lu				

Tabelle 2.5: Zusammenfassung der Nutzung des neuen Detektorsystems in der Strahlzeit am NBI vom 01.11.95 bis 23.12.95

3. Neuentwicklung eines Teilchendetektorsystemes

3.1. vorhandene Detektorsysteme

3.1.1. Gammadetektoren

Um möglichst alle Gammaquanten einer Wechselwirkung einzeln nachzuweisen, werden Germaniumdetektoren auf einer Kugeloberfläche um das **Target** angeordnet. Geometrische Beschränkungen und Kostenaspekte reduzieren den überdeckten Raumwinkelbereich und die Segmentierung. Um dem Ziel der nahezu vollständigen 4π Abdeckung bei hoher Energie-, Ortsauflösung und zeitlicher Einzelauflösung der Gammaquanten nahe zu kommen, entstanden in den letzten Jahren zahlreiche Kollaborationen zur Weiterentwicklung im Bereich der Bälle von Gammadetektoren (Überblicke in [NBF:94, BS:96], Zusammenfassung in Tab. 2.1, S. 26).

3.1.2. Koinzidenzdetektoren

Wegen der hohen Nachweiswahrscheinlichkeit eines Germaniumballes für γ -Strahlung ist mit den Vielzählersystemen der Bälle untergrundfreie γ -Spektroskopie nach Coulombanregung eines mit einer γ -Kaskade radioaktiven **Targets** nur durch Nebenbedingungen möglich. Will man einstufige Anregungen oder vorurteilsfreie Messungen ohne Festlegung von γ -Koinzidenzen auf bereits bekannte oder vermutete Linien eines Kerns durchführen, so bleibt als Methode nur eine Teilchenkoinzidenz auf das Projektil und/oder **Target** nach der Wechselwirkung übrig (Abb. 3.1, nächste D.). Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist, dass durch die Kenntnis der Kinematik des Streuvorgangs und mit dem Nachweisort der Gammastrahlung zur Auflösungsverbesserung eine einzelereignisbezogene Dopplerkorrektur der im Flug emittierten Gammaquanten möglich ist (Abb. 3.2, nächste D.).

a) Anforderungen des Experiments

Durch die Beschleunigerparameter am **NBITAL** ist der zugängliche Projektilbereich bis zu Massen im Bereich ^{58}Ni begrenzt, wenn Energien nahe der Coulombbarriere zur Streuung an **Target**kernen im Massenbereich ^{180}Ta und ^{231}Pa erreicht werden sollen.

Die Messung mit umgekehrter Kinematik, einem ^{231}Pa Strahl z.B. an einem Bleitarget, ist z.Z. aufgrund der Ausbeuten noch nicht sinnvoll, in Zukunft erwägenswert [Mue:97, HRK:97]. Spektroskopie mit Reaktionen die in ^{231}Pa führen, z.B. $^{230}\text{Th}(\alpha, t)$ und $^{232}\text{Th}(p, 2n\gamma)$, erlauben die Analyse einer Vielzahl von Zuständen, wobei die Bevölkerung der Zielzustände vom gewählten Transferkanal und dem Ausgangszustand abhängt.

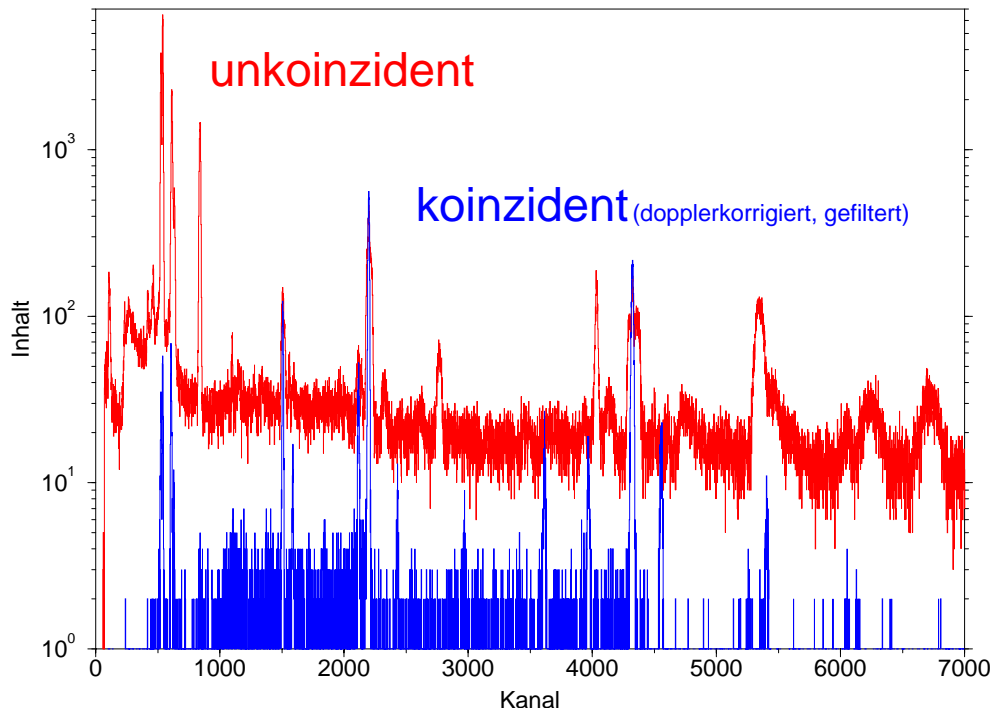


Abbildung 3.1: Untergrundreduktion durch Koinzidenzen auf das rückgestreute Projektil: Zu sehen ist eine Absenkung des Untergrunds auf kleiner als $1/10$, bei gleicher Intensität der Anregungslinien. (Beispiel: $125 \text{ MeV } ^{32}\text{S}$ auf $209 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{ Au} + 65 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{ Be}$ Target, PIN-Dioden-Detektor, Multiplexer)

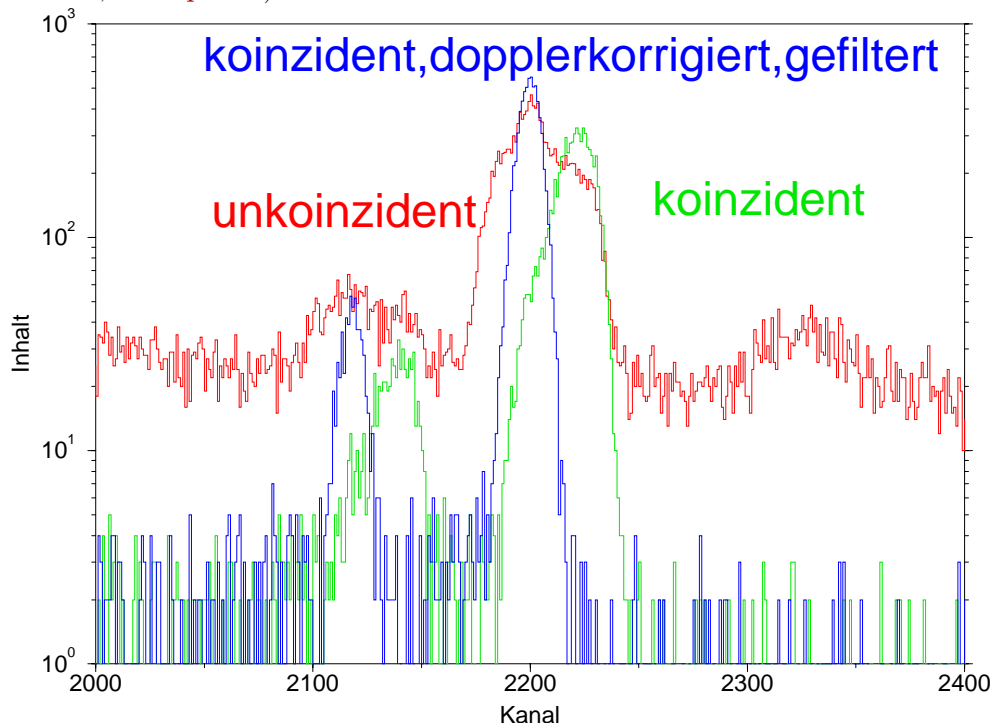


Abbildung 3.2: Wirkungsweise der Dopplerkorrektur durch Teilchen-Koinzidenzen auf das rückgestreute Projektil und Nachweis des Gammas im Germaniumdetektor: Zu sehen ist die unkoinzidente Linie mit Anteilen aus der Summe aller beitragenden Kinematiken der Streuung; der Dopplerverschiebung zu höheren und niedrigeren Energien, sowie einem unverschobenen Anteil. Beim Einschalten der Koinzidenz wird ein Teilbereich der vorherigen Linie durch die Kinematikbedingungen der Detektorstandorte selektiert. Nach Dopplerkorrektur werden diese Anteile wie gewünscht auf die Energie der unverschobenen Anteile der unkoinzidenten Linie verschoben und damit ein Gewinn in der Energieauflösung erzielt.

Eine weitere Untersuchungsmethode wäre den radioaktiven ^{231}Th , ^{231}U und ^{235}Np Zerfall in ^{231}Pa zu spektroskopieren. Bevölkerte angeregte Zustände von ^{231}Pa zerfallen in den Grundzustand.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Methode der Coulombanregung verwendet, um die absolute Größe der Übergangsmatrixelemente zu bestimmen.

b) Mögliche Messmethoden

Der gegenüber dem Projektil schwerere **Target**kern wird kinematisch bedingt in Vorwärtsrichtung bis maximal 90° gestreut. Je nach **Target**- und **Backing**dicke wird der **Target**kern ab einem Grenzwinkel im **Target** gestoppt. Soll ein nicht gestoppter **Target**kern registriert werden, so muss er in Vorwärtswinkeln von Projektilen oder von Reaktionsprodukten mit dem **Target**backing getrennt werden. Wegen möglichen Doppeltreffern von Projektil und **Target** im Detektor ist für eine Zuordnung eine sehr genaue Energiemessung (z.B. über **TOF**) notwendig. Da die Reaktionsprodukte am **Target**oxid und **Backing** oder die α -Teilchen des ^{231}Pa auszusondern sind, ist möglicherweise auch eine ΔE , E_{rest} Unterscheidung nötig.

Um die Probleme auf dem verfügbaren Radius der Inner-Ball-Kammer von 5 cm für das Detektorsystem zu vermeiden, wurden hier Detektoren für Koinzidenzen auf das in Rückwärtswinkel gestreute Projektil eingesetzt. Bei Rückwärtswinkeln ist die Coulombanregung hoher Spin-Zustände am wahrscheinlichsten. Die Vorwärtswinkel favorisieren gestreckte Übergänge. Bis zur Fertigstellung eines für radioaktive **Targets** optimierten Detektorsystems wurde der am **NBITAL** für die Coulombanregung vorhandene Si-Detektor genutzt.

c) Si-Detektor am **NBITAL**

Die Si-„Mühle“, entwickelt in Japan, ist ein Detektorsystem mit großem Raumwinkel für **Coulex** Messungen mit Teilchenkoinzidenzen in Rückwärtsrichtung am **NORDBALL** [Yos:93, SKM:93]. In der Strahlzeit 1994 kam eine Weiterentwicklung des Detektors [KSY:94] mit geänderten Verstärkern zum Einsatz.

Fünf wie zusammengeklappte Windmühlenflügel angeordnete Si-Detektoren registrieren die vom **Target** rückgestreuten Projektilen (Abb. 3.3) in Einzelauslese. Jeder Flügel besitzt einen mäandernden, geätzten „Siliziumdraht“ zur Ortsbestimmung über die Driftzeit bei der Ladungssammlung.

Eine aufgebrachte Maske schirmt einfallende Teilchen so ab, dass der Detektor in Segmente geteilt wird. Aus den segmentierten Driftzeiten wird eine Kalibrierung des Θ -Winkels der Auftrefforte berechnet und zusammen mit der mittleren Φ -Winkelinformation zur Dopplerkorrektur benutzt.

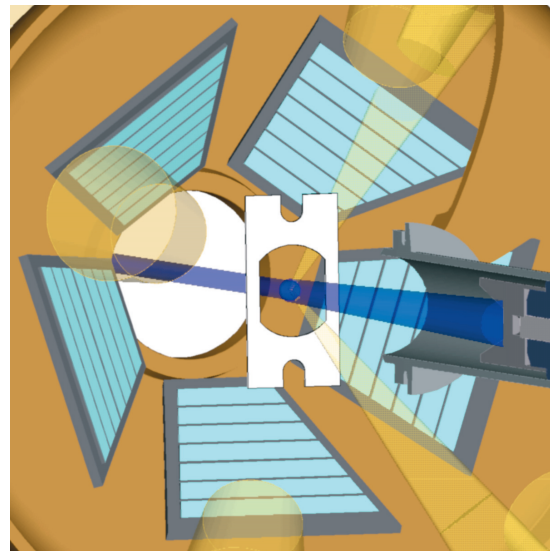


Abbildung 3.3: Schematisches Bild des japanischen Si-Detektors. Erkennbar sind die segmentierten Bereiche der fünf zusammengeklappten Si-„Windmühlenflügel“. Genauere Erläuterungen anderer in der Abbildung gezeigter Komponenten finden sich in Abb. 3.10 (S. 48).

Aus Zeitgründen konnten Probleme mit der Anpassung der Vorverstärker zur Detektorauslese nicht vollständig gelöst werden. Ein Teil der Ereignisse zeigt daher keine Timinginformation, sondern nur die langsameren Energiesignale, so dass der Auftreffort im Detektor nicht bestimmt werden konnte. Eine Möglichkeit, diese Ereignisse zu nutzen, ist eine Dopplerkorrektur auf die Detektormitte, was zu leicht verminderter Auflösungsverbesserung bei höherer Statistik führt.

d) Untergrund

Das Konstruktionsprinzip der Ladungssammlung bedingt eine Zeitauflösung größer als 500 ns. Bei isotonenreinem selbsttragendem **Target**material hat eine Koinzidenzzeit, die länger als die Zeit der Ladungssammlung der Germaniumdetektoren ist, für das Zeitsignal keine experimentelle Beschränkung zur Folge, da der Anteil zufälliger Koinzidenzen durch den Strahlstrom kontrolliert werden kann. Die Zählrate wird bei ausreichender **Target**dicke von der Datenaufnahme bzw. von der Maximalzählrate der Germaniumdetektoren (etwa 10 kHz) begrenzt.

Bei einer γ -Kaskade (^{231}Pa **Target**) aus dem natürlichen radioaktiven Zerfall und aus Anregungsgammas der Reaktionsprodukte aus Reaktionen mit dem **Target**backing (^{231}Pa , ^{181}Ta **Target**) kann der Untergrund so groß werden, dass eine Reduktion der Koinzidenzauflösungszeit notwendig wird.

Der natürliche radioaktive Zerfall in ^{231}Pa trägt sogar bei Koinzidenzzeiten kleiner als 50 ns bei, wenn die Anregung mit Schwefelprojektilen beobachtet wird (Abb. 3.4).

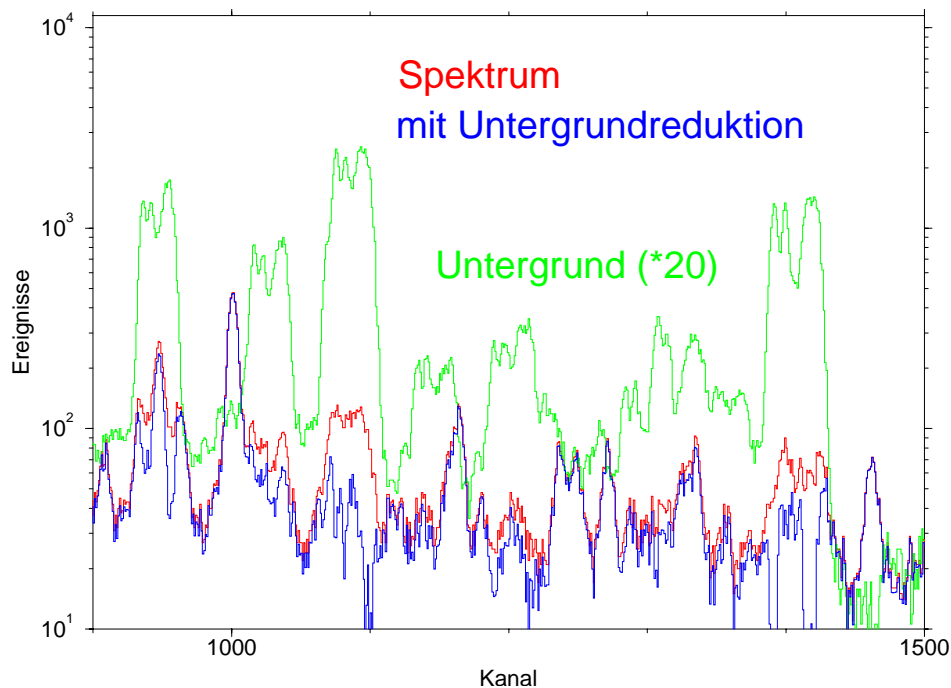


Abbildung 3.4: Vergleich der Coulombanregung von ^{231}Pa mit ^{32}S mit und ohne Untergrundreduktion, sowie dem dopplerkorrigierten 20-fach überhöhten Untergrund. Zur Reduktion des ununterscheidbaren γ -Untergrundes der natürlichen Radioaktivität des ^{231}Pa wird ein **Target**-Quellenspektrum mit der Monte-Carlo Methode nach der Ansprechhäufigkeit der **PIN-Dioden** dopplerkorrigiert und auf eine maximale Linie normiert. Nach Subtraktion sieht man bei bestimmten Linien deutliche Intensitätsänderungen und eine Verbesserung der Auflösung.

Die Ununterscheidbarkeit von γ -Quanten nach Coulombanregung und des Untergrundes innerhalb der Koinzidenzzeit führt zu einer Dopplerkorrektur des Restuntergrundes. Eine längere Koinzidenzzeit stellt erhöhte Anforderungen an eine Untergrundkorrektur durch Subtraktion. Zur Untergrundreduktion wurde der Untergrund ohne Strahl von **Target** und Kammer¹ als γ -Quelle bestimmt. Durch eine Monte-Carlo-Simulation mit der im Experiment gemessenen

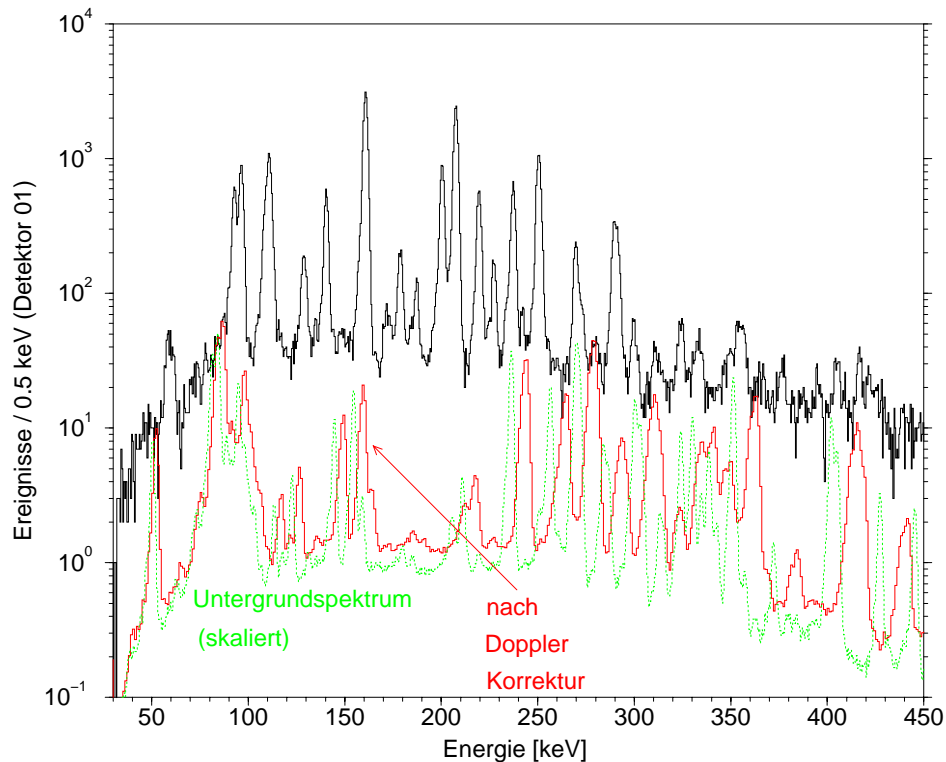


Abbildung 3.5: Skalierter γ -Untergrund der Pa-Zerfallsreihe im Vergleich mit der Coulombanregung von ^{231}Pa (260 MeV ^{58}Ni); gestrichelt der skalierte unkorrigierte Pa-Zerfallsuntergrund, daneben nach Doppler Korrektur

PIN-Dioden Ansprechwahrscheinlichkeit wurde der Untergrund der Pa-Zerfallsreihe Doppler korrigiert, auf die im Experiment beobachtete Statistik herunterskaliert, dann vom experimentellen Spektrum abgezogen und so eine deutliche Verbesserung erzielt (Abb. 3.4). Zur Auswertung der Münchener-Messung (Abs. 2.8.1 a, S. 32) mit ^{32}S Projektilen wurde die gleiche Methode angewendet. In der dortigen Abb. 2.8 (S. 33) können Variationen des Skalierungsfaktors verglichen werden. Bei der Anregung mit Ni Projektilen verschwinden, wegen anderer kinematischer Verhältnisse, die dopplersimulierten Linien stärker im Untergrund, so dass die Korrektur weniger starken Einfluss nimmt (Abb. 3.5). Die γ -Linien aus dem radioaktiven Zerfall sind jedoch in den dopplerunkorrigierten Spektren sichtbar, da dort die Anregungslinien dopplerverbreitert sind.

Wegen den Schwierigkeiten für die Spektroskopie eines radioaktiven **Targets** durch die lange Koinzidenzzeit des **NBITAL**-Detektors wurde ein neuer Detektor entwickelt.

¹Eine γ -Aktivierung der Kammer mit den eingebauten Detektoren konnte nicht nachgewiesen werden. Zur Sicherheit wurde die Kammer in die Untergrundmessung einbezogen.

3.2. PIN-Dioden

PIN-Dioden eignen sich für Coulomb-Anregungsexperimente mit radioaktiven **Targets** [Spr:93]. Die Halbleiterdioden werden in Sperrichtung betrieben. Je zwei Dioden werden von einer regelbaren Spannungseinheit [Phy:90] versorgt. Bei angelegter Sättigungsspannung (hier ca. 110 V) ist ein Bereich von 381(15) μm (die intrinsische Schicht) [Gro:95] von Ladungsträgern befreit. In dieser Schicht wird unter COULEX Bedingungen das zurückgestreute Schwerionenprojektile vollständig gestoppt. Die erzeugte Ladung der Elektron-Lochpaare ist proportional zu dessen kinetischer Energie.

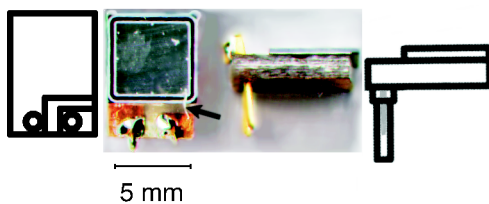


Abbildung 3.6: Bild der auswechselbaren **PIN-Diodeneinheit** auf einer Leiterplatte. Durch Pfeil ist der Bonddraht zur elektrischen Kontaktierung der PIN-Oberfläche gekennzeichnet. Die Unterseite der PIN-Diode ist mit Leitkleber mit der Leiterplatte verbunden. Photographie im Vergleich mit der Konstruktionszeichnung. Die Konstruktionszeichnung zeigt die elektrische Steckverbindung für die **PIN-Diodeneinheit**. Die zugehörige Buchse richtet die Diode auf das Streuzentrum aus, ist in der Kammerwand eingegossen und dort verdrahtet.

Die Platinenlayouts der **PIN-Dioden** wurden mit Eagle[®] [Cad:94] entworfen, nach Erhalt der Platinen, wurden sie von Hand geschnitten und gefeilt, dann die **PIN-Dioden** am Bestückungsplatz der TU-München mit Leitkleber aufgeklebt. Nach Aushärtung im Ofen wurden die **PIN-Dioden** im Detektorlabor der TU-München gebondet. Die Kontaktstifte wurden dann von der Elektronikwerkstatt der LMU unter einer Lupe gelötet und eventuelle Lötverschmutzungen im Ultraschallbad gereinigt. Ein ausreichender Platz für den Bonddraht (siehe Pfeil, Abb. 3.6) und zur rückwärtigen Seite Steckkontakte im Raster 2.54 mm ermöglichen eine konfigurierbare elektrische Verbindung. Die aufnehmenden Buchsenkontakte wurden in die Kammerwand eingegossen (Abs. 3.5, S. 51) und innerhalb der Wand verdrahtet.

3.2.1. Kosten

PIN-Dioden sind massengefertigte preiswerte Teilchendetektoren. Sie kosten bei einem Einkauf von 250 Stück ca. 70 DM/Stück (1994) für die SFH870/F170 von Siemens [Gro:95]. Die Gesamtkosten von ca. DM 4 000 pro Detektorbestückung sind gering im Vergleich mit den Detektorkosten von Siliziumdetektoren; z.B. im verwendeten japanischen Si-Detektor [KSY:94] von ca. DM 90 000.

Ein Nachteil ist der Flächenverlust aus inaktiven Teilen einer PIN-Diode. Bei einem Flächenbedarf von 6 x 6 mm² und einer aktiven Fläche von 5 x 5 mm² beträgt die inaktive Fläche ca. 30%. Bei Überdeckung großer Flächen ist die direkte Segmentierung auf einem **Wafer** effektiver. Durch die Fertigung der **Wafer** in einer Ebene ergeben sich Einschränkungen bei der Bedeckung einer Kugel. Ein geringerer Abstand vom **Target** erfordert eine feinere Segmentierung, um die Qualität der erreichbaren Dopplerkorrektur beizubehalten.

3.2.2. Lebensdauer

Die Zerstörung der **PIN-Dioden** durch Teilchenbeschuss wurde experimentell [Köp:90, Rei:90, Spr:93] untersucht. Die ermittelte Haltbarkeit bei guter Zeit und Energieauflösung beträgt 10^7 Teilchen/cm². Dies entspricht bei gegebener Detektorgeometrie für **PIN-Dioden** nahe 90° Streuwinkel und dem dicksten verwendeten **Target** von 1.5 mg/cm² eine Lebensdauer von mindestens 7 Tagen bei experimentell typischen 5 **pnA** Strahlstrom. Die Qualitätseinbußen durch Strahlungsschäden manifestieren sich in einem Ansteigen des Dunkelstroms. Alle auf die **PIN-Dioden** treffenden Teilchen (z.B. aus Reaktionen mit dem **Backing**, den α -Teilchen des ²³¹Pa **Targets** etc.) tragen zu diesen Schäden bei. Diese Zusatzeinflüsse sind in der obigen Abschätzung nicht berücksichtigt und in den genannten Experimenten nicht untersucht.

In der Praxis zeigt sich, dass die gelieferten **PIN-Dioden** unterschiedliche Qualität besitzen, die u. a. an verschiedenen Dunkelströmen bei gleicher Spannung im Lieferzustand zu erkennen ist. Durch Selektion lässt sich eine Vorauswahl treffen, so dass die abgeschätzte Lebensdauer übertroffen werden kann. Bei Strahlströmen von 5-20 **pnA** unter **Coulex**bedingungen und der verwendeten Detektor- und **Target**konfiguration beträgt die Haltbarkeit der **PIN-Dioden**

Radius in mm	θ in °	ϕ in °				
31.9	167.5	0.0	72.0	144.0	216.0	288.0
33.4	160.0	36.0	108.0	180.0	252.0	324.0
36.4	151.7	13.2	58.8	85.2	130.8	157.2
		202.8	229.2	274.8	301.2	346.8
	142.8	44.8	116.8	188.8	260.8	332.8
	142.7	28.3	100.3	172.3	244.3	316.3
	139.0	14.4	59.4	86.4	131.4	158.4
		203.4	230.4	275.5	302.4	347.4
	135.0	1.4	73.4	145.3	217.4	289.4
	130.9	29.9	101.9	173.9	245.8	317.9
	130.7	42.9	114.9	186.9	258.9	330.9
	126.9	18.8	90.8	162.8	234.8	306.8
	126.3	53.7	125.7	197.7	269.7	341.7
	123.9	8.3	64.3	80.3	136.3	152.3
		208.3	224.3	280.3	296.3	352.3
	119.0	30.7	102.7	174.7	246.7	318.7
	116.0	41.2	113.2	185.2	257.2	329.2
	115.0	20.4	92.4	164.4	236.4	308.4
	113.1	339.4	51.4	123.4	195.4	267.4
	112.3	0.6	72.6	144.6	216.6	288.6
	112.2	10.5	82.5	154.5	226.5	298.5
	110.1	62.1	134.1	206.1	278.1	350.1

Tabelle 3.1: Ortskoordinaten der 110-**PIN-Dioden** im Detektor. Die in den Experimenten verwendeten 55 Detektoren sind hervorgehoben. Bei Betrieb des Mosaikdetektors (Abs. 3.3, S. 47) für die rückgestreuten Teilchen entfallen die Dioden oberhalb der Trennlinien. Gleiche Spaltenwerte sind einmal angegeben.



Abbildung 3.7: Austausch von **PIN-Dioden** am Detektorsystem

real mehr als 1-2 Wochen. Bei beobachtetem Ansteigen des Dunkelstromes, bzw. bei ersten Anzeichen einer Auflösungsver schlechterung werden die Dioden bei einem **Target**wechsel ausgetauscht. Die Verschlechterung der Energieauflösung ist für Coulomb-Anregungsexperimente nicht entscheidend, wenn nur eine Trefferinformation über der Rauschschwelle benötigt wird. Die Detektorkonstruktion berücksichtigt eine einfache Austauschbarkeit der **PIN-Dioden**. Sie sind mit Leitkleber auf je eine eigene Leiterplatte aufgeklebt (**Abb. 3.6, vorige D.**), die mit einer Pinzette gehandhabt werden kann (**Abb. 3.7**).

3.2.3. Energieauflösung

Die Radioaktivität des ^{231}Pa erfordert eine Unterscheidung zwischen α -Teilchen, die im Detektor registriert werden, und den zurückgestreuten Projektilen. Prinzipiell ist durch die Energieauflösung auch eine Unterscheidung von Massenbereichen bei der Streuung an **Target**verunreinigungen möglich. Eine Unterscheidung einzelner Massen ist wegen der zu geringen Energieauflösung der **PIN-Dioden**, aus kinematischen Gründen, sowie dem Energieverlust im **Target** nicht möglich.

Bei der Coulombanregung haben im Detektor nachgewiesene rückgestreute Projektilen der durchgeführten Experimente mit ^{231}Pa Energien zwischen 80 und 130 MeV und einen mittleren Energieverlust von 2 MeV im **Target**. Die α -Teilchen aus dem natürlichen radioaktiven Zerfall des **Targets** treffen mit Energien kleiner als 5 MeV auf die **PIN-Dioden** und sollen unterschieden werden. Um mit verschiedenen **Target**-Projektilkombinationen Messungen durchführen zu können ist eine Energieauflösung von mindestens 1 MeV notwendig.

Die Energieauflösung eines **ADC** Kanals ist unter den hier angegebenen Bedingungen und den verwendeten Vorverstärkern besser als 120 keV. Mit den verwendeten Verstärkern sind bis zu 17 keV **FWHM** (typisch 30 keV) für α -Teilchen erreichbar [**CFM:92**]. Ein verbesserter rauscharmer Verstärker wurde in Warschau am **HIL** entwickelt [**Kis:95**], steht aber nicht in ausreichender Kanalzahl zur Verfügung. Für Koinzidenzmessungen ist nur eine binäre Treffer

Entscheidung nötig. Will man eine statistische Dopplerkorrektur mit der erhaltenen Energieinformation des rückgestreuten Projektils ausführen, ist eine gute Energieauflösung nötig. Für dünne **Targets** spielt diese Korrektur höherer Ordnung der Dopplerkorrektur keine Rolle.

3.2.4. Zeitauflösung

Um die Koinzidenzzeit zu minimieren, wurde eine möglichst geringe Detektorkapazität (kleinste Diodengröße) verwendet. Die Summe der Zeitaufösungen aller 55 **PIN-Dioden** liegt bei 10 ns **FWHM** bezogen auf den kleiner als 1 ns abgeglichenen BaF₂ Teil des **NORDBALLs**. Hauptursache sind unterschiedliche Verstärkerversionen der Zeitkreise und unterschiedliche Kabellängen bei der Verdrahtung im Detektor.

Weiterentwicklungen der Detektortechnik [KKK:97] werden Detektoren ohne nötige Vorspannung, ein ΔE und E_{rest} Signal in einem Detektor, sowie eine selbsttriggernde Signalverarbeitung [AS:97] ermöglichen.

3.2.5. Dopplerauflösung

Eine Modellrechnung simuliert die Grenzen einer Verbesserungsmöglichkeit der γ -Energieauflösung durch Dopplerkorrektur für alle Germaniumdetektoren. In **Abbildung 3.8** (**nächste D.**) sind die Richtungen einer **PIN-Diode** und damit der sie treffenden, gestreuten Projektilen aufgetragen gegen den zugehörigen Betrag der maximalen Änderung $|\Delta d|_{\text{max}}$ der Dopplerverschiebungskoeffizienten d innerhalb des Raumwinkels der **PIN-Diode**. Die endliche Winkelauflösung begrenzt als Effekt höherer Ordnung die mögliche Verbesserung der Dopplerkorrektur $\Delta E_{\gamma} = d \cdot E_{\gamma}$ auf die Dopplerauflösung $|\Delta d|_{\text{max}} \cdot E_{\gamma}$, wobei $|\Delta d|_{\text{max}}$ durch geeignete Wahl der ϕ Orientierung der Dioden minimiert werden kann. Die **PIN-Dioden** sollen demnach möglichst weit vom Streuzentrum entfernt sein.

Da die γ -Strahlung vom Recoil emittiert wird, folgt die Zähligkeit der Symmetrien aus den Recoilstreuwinkeln. Der **NORDBALL** besitzt eine Symmetrie bezüglich Drehung um $\phi = 72^{\circ}$. Seine Halbsphären mit je 10 symmetrischen Germaniumdetektoren sind um $\phi = 36^{\circ}$ gegeneinander verdreht und bilden 10 punktsymmetrische Detektorpaare der Vor- und Rückwärtshälfte (**Tab. 2.2**, **S. 26**).

Ist der Streuwinkel des Projektils $\theta = 180^{\circ}$, bewegt sich der **Targetkern** entlang der Strahlachse. In **Abbildung 3.8** (**nächste D.**) ist eine 20-zählige Symmetrie bezüglich ϕ erkennbar, die aus der 4-zähligen Symmetrie einer **PIN-Diode** zur 5-zähligen Symmetrie des **NORDBALLs** folgt. Die Änderung $|\Delta d|_{\text{max}}$ der Dopplerverschiebungskoeffizienten ist für punktsymmetrische Detektoren gleich, da sie unabhängig vom Vorzeichen des Geschwindigkeitsvektors ist. Allgemein ($\theta < 180^{\circ}$) entstehen 10 gleich hohe Maxima der Dopplerverschiebung bei Drehung um $\phi = 360^{\circ}$ entsprechend den 10 punktsymmetrischen Detektorpaaren.

Bei einem **Targetstreuwinkel** von 31.7° bewegt sich der Recoil zu je zwei punktsymmetrischen Ge-Paaren symmetrisch und die Symmetrie reduziert sich unter $\theta = 102.4^{\circ}$ auf 5-zählig. Bei Streuung unter $\theta = 90^{\circ}$ wird der größte **Targetstreuwinkel** (37.7°) der Abbildung erreicht. Aus der Überlagerung aller Detektoren zur Maximumsbildung, sowie den Symmetrien ergibt sich die Form der Fläche mit zwei Hauptgradienten.

Durch eine Drehung des **PIN-Dioden-Detektors** um ϕ lässt sich eine optimierte Position mit minimaler Dopplerverschiebung einstellen (**Tab. 3.1**, **vorige D.**).

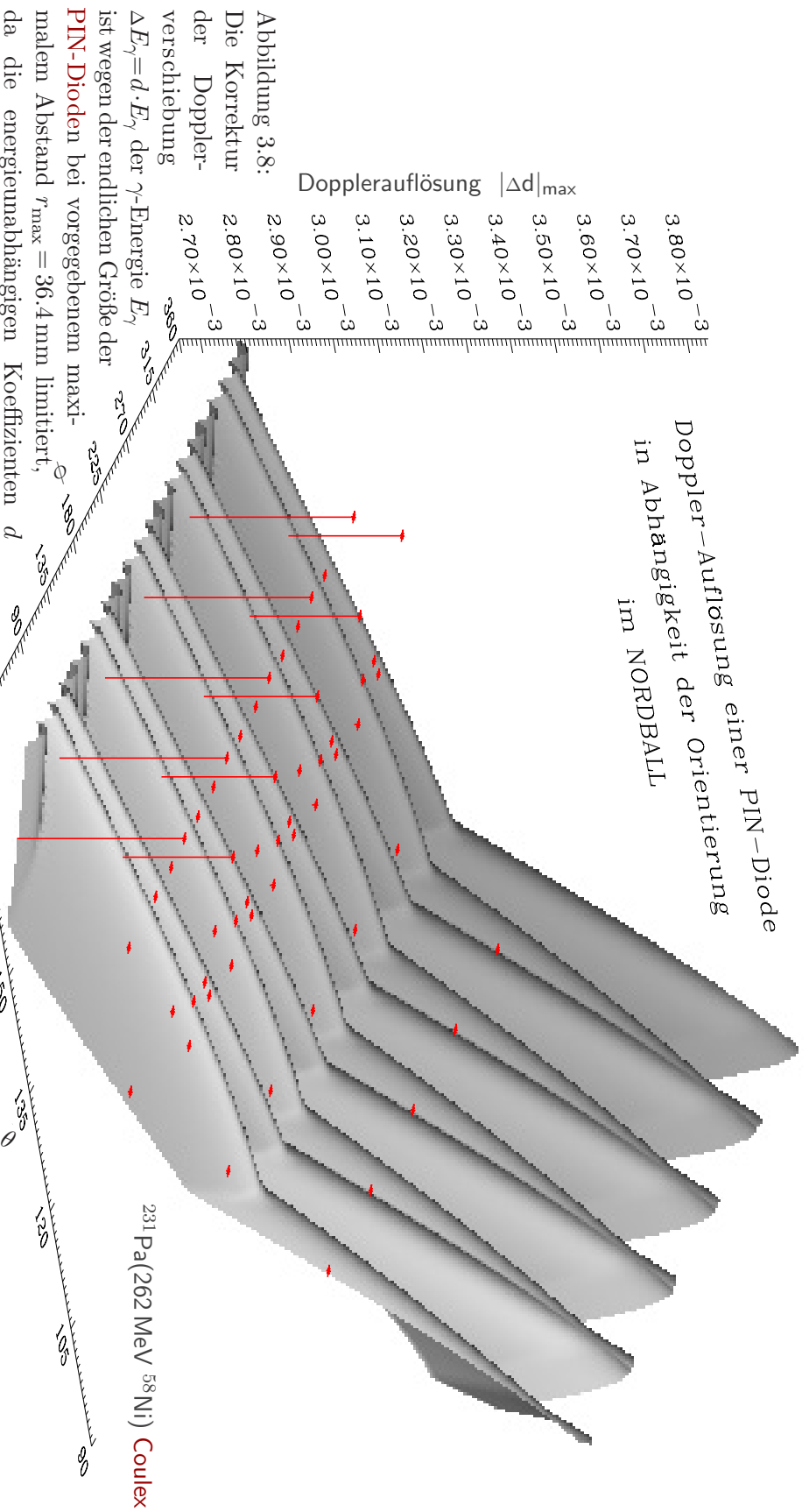


Abbildung 3.8:

Die Korrektur der Dopplerverschiebung

$\Delta E_\gamma = d \cdot E_\gamma$ der γ -Energie E_γ ist wegen der endlichen Größe der

PIN-Dioden bei vorgegebenem maximalem Abstand $r_{\max} = 36.4\text{ mm}$ limitiert,

da die energieunabhängigen Koeffizienten d [PS:82, S.160ff] sich je nach Germaniumdetektor und

scheiden. Die Ortsunsicherheit führt nach Dopplerkorrektur der Gammalinie mit der Dopplerauflösung $|\Delta d|_{\max}$, wobei die reale Verbreiterung von der Häufigkeitsverteilung der Auftrefforte abhängt.

Unter Berücksichtigung aller möglichen Auftrefforte i, j des Projektils auf einer Diode und dem Nachweis eines vom **Targetkern** emittierten Gammaquants in einem beliebigen punktförmigen Germaniumdetektor g des **NORDBALLS** (Tab. 2.2, S. 26) für Coulombanregung von ^{231}Pa mit ^{58}Ni Projektilen ist $|d| \leq 5\%$ und die Dopplerauflösung wird als $\max_{i,j} |d_{i,g} - d_{j,g}|$ berechnet. In der Abbildung ist diese

Dopplerauflösung für eine PIN-Diode unter r_{\max} , θ , ϕ , deren Flächennormale durch die **PIN-Diodenmittelpunkte** und das Streuzentrum

geht, angegeben. Die Diode ist so orientiert, dass zwei ihrer Kanten senkrecht zur durch die Strahlachse und den **PIN-Diodenmittelpunkt** aufgespannten Ebene stehen. Zusätzlich ist die maximale Dopplerauflösung der **PIN-Dioden** mit den realen Abständen und Orientierungen

(Tab. 3.1, S. 43) des im Experiment verwendeten Detektors eingezeichnet (Punkte, zur Höhenunterscheidung eingezeichnete Striche). Die **PIN-Dioden** nahe 180° befinden sich näher am Streuzentrum und zeigen aufgrund des größeren Raumwinkels größere Differenzen zwischen den Dopplerkorrekturkoeffizienten, die den Auftrefforten auf dem Detektor zugeordnet sind.

3.3. Mosaik Detektor

Zur Erhöhung der Raumwinkeleffizienz bei Rückstreuung waren am Schwerionenlabor der Universität Warschau (HIL) drei Mosaikdetektoren gefertigt worden. Der in Abb. 3.11 (nächste D.) b) dargestellte Detektor ist gemäß Abb. 3.9 segmentiert. Die Lage der Segmentmittelpunkte findet sich in Tab. 3.2.

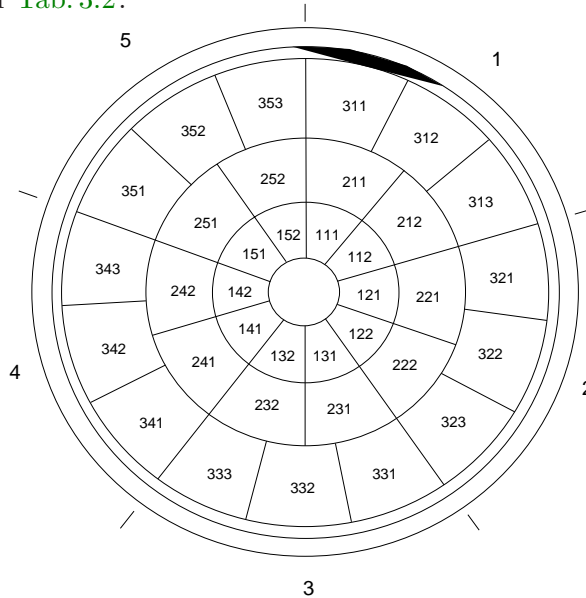


Abbildung 3.9:
Segmente des Mosaikdetektors.
Die Segmente sind nach Tab. 3.2
gekennzeichnet.

Mosaikdetektor B

Segment Nummer	Index			
	xxx	ϕ in $^\circ$	θ in $^\circ$	Radius mm
	1 : 1 Innen, 2 Mitte, 3 Außen			
	2 : Segment 1-5			
	3: Sektor			
01	111	342.00	170.89	30.79
02	211	342.00	162.22	29.69
03	311	348.00	143.59	25.09
04	312	324.00	143.59	25.09
05	112	306.00	170.89	30.79
06	212	306.00	162.22	29.69
07	313	300.00	143.59	25.09
08	121	270.00	170.89	30.79
09	221	270.00	162.22	29.69
10	321	276.00	143.59	25.09
11	322	252.00	143.59	25.09
12	122	234.00	170.89	30.79
13	222	234.00	162.22	29.69
14	323	228.00	143.59	25.09
15	131	198.00	170.89	30.79
16	231	198.00	162.22	29.69
17	331	204.00	143.59	25.09
18	332	180.00	143.59	25.09
19	132	162.00	170.89	30.79
20	232	162.00	162.22	29.69
21	333	156.00	143.59	25.09
22	141	126.00	170.89	30.79
23	241	126.00	162.22	29.69
24	341	132.00	143.59	25.09
25	342	108.00	143.59	25.09
26	142	90.00	170.89	30.79
27	242	90.00	162.22	29.69
28	343	84.00	143.59	25.09
29	151	54.00	170.89	30.79
30	251	54.00	162.22	29.69
31	351	60.00	143.59	25.09
32	352	36.00	143.59	25.09
33	152	18.00	170.89	30.79
34	252	18.00	162.22	29.69
35	353	12.00	143.59	25.09

Tabelle 3.2: Ortskoordinaten der 35 Segmente im Mosaikdetektor.

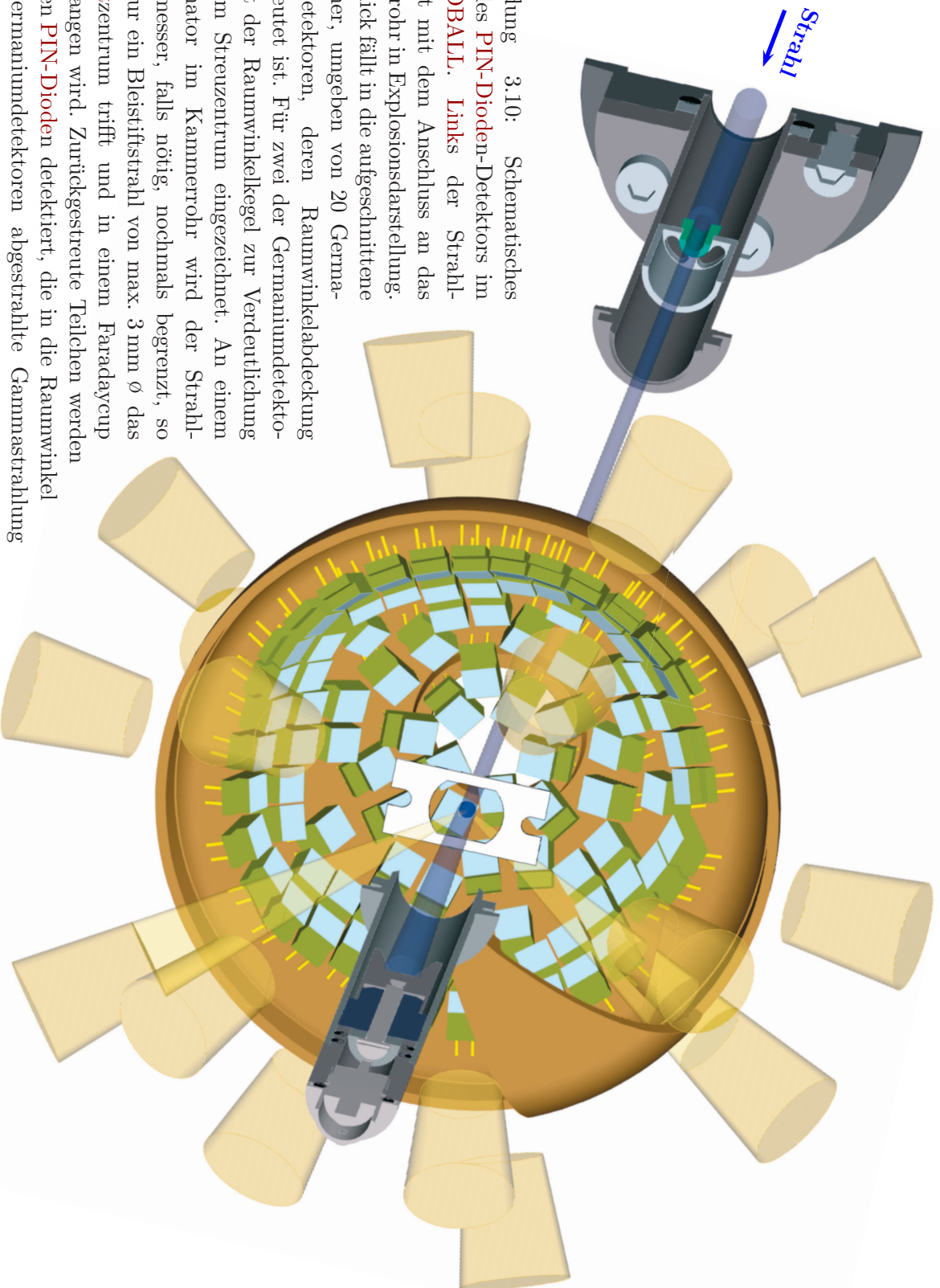


Abbildung 3.10: Schematisches Bild des **PIN-Dioden-Detektors** im **NORDBALL**. Links der Strahl-eintritt mit dem Anschluss an das Strahlrohr in Explosionsdarstellung. Der Blick fällt in die aufgeschnittene Kammer, umgeben von 20 Germaumdetektoren, deren Raumwinkelabdeckung angedeutet ist. Für zwei der Germaumdetektoren ist der Raumwinkelkegel zur Verdeutlichung bis zum Streuzentrum eingezeichnet. An einem Kollimator im Kammerrohr wird der Strahl-durchmesser, falls nötig, nochmals begrenzt, so dass nur ein Bleistiftstrahl von max. 3mm \varnothing das **Target**zentrum trifft und in einem Faradaycup aufgefangen wird. Zurückgestreute Teilchen werden von den **PIN-Dioden** detektiert, die in die Raumwinkel der Germaumdetektoren abgestrahlte Gammastrahlung wird von diesen nachgewiesen. Die **Target**halterung, Dichtung der Kugelhälften, sowie die Kabelführung ist der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

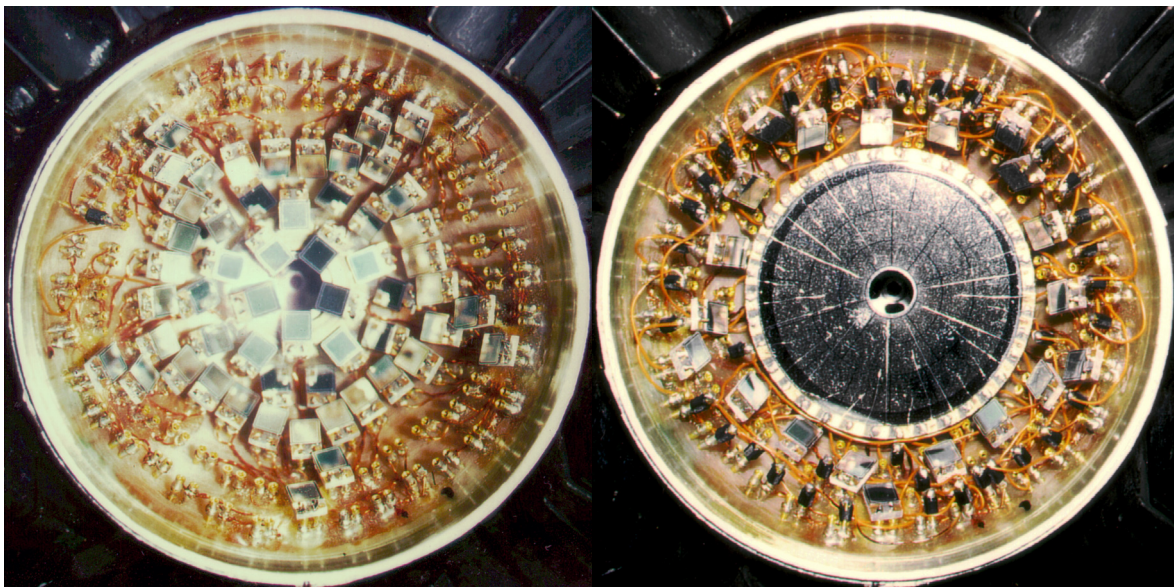
Die Detektoren wurden auf Kollimatoren aufgeklebt, die eine Montage in der Streukammer durch Einstecken in das strahlaufwärtige Kammerrohr erlauben. Die überdeckten **PIN-Dioden**-Plätze bleiben frei und deren Buchsen werden über Miniaturstecker mit Feldern auf dem Detektorrand verbunden, von denen Bonddrähte den Kontakt zur Segmentauslese herstellen. Durch Vibrationen beim Transport hatten sich einige der langen Bonddrähte gelöst, die vom Microelectric Center (MIC) der Dänischen Technischen Universität (DTU) in Lyngby neu gebondet wurden.

Am Anfang der Strahlzeit während der Konditionierungsphase war nur eine geringe Strahlenergie möglich. Die Zeitkreise der **PIN-Dioden**-Vorverstärker konnten für den Mosaikdetektor bei den niedrigen Strahlenergien kein Zeitsignal über der Rauschschwelle ausgeben; deswegen wurde der Mosaikdetektor ausgebaut.

Später wurde er aus Zeitgründen nicht wieder eingebaut und die Messungen mit der **PIN-Dioden** Konfiguration durchgeführt.

3.4. Detektorkonfigurationen

Der Detektor kann nach Anforderung des Experimentes wie in [Abb. 3.11](#) wahlweise mit **PIN-Dioden**- und Mosaikdetektor bestückt werden. In [Abb. 3.10](#) ist die Integration des Detektorsystems in die **NORDBALL**-Umgebung in der **PIN-Dioden**-Konfiguration dargestellt. Der Ausschnitt [3.12](#) ([nächste D.](#)) zeigt den eingebauten Mosaikdetektor.



a)

b)

Abbildung 3.11: Detektorsystem in Ausführung a) bestückt mit 55 **PIN-Dioden** und b) mit Mosaikdetektor und 20 **PIN-Dioden**.

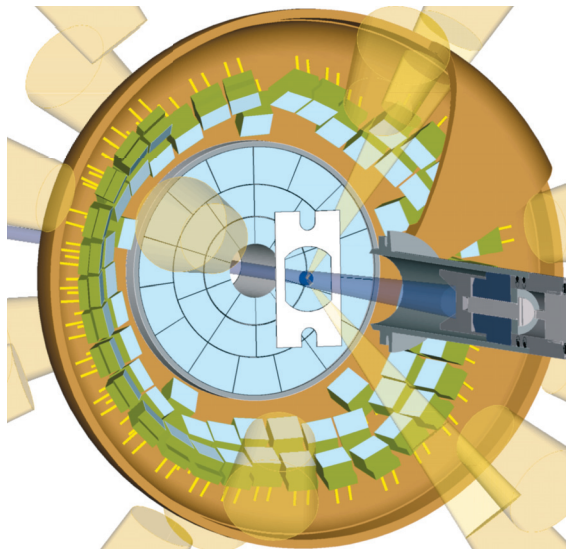


Abbildung 3.12: Schematische Abbildung wie auf der Seite zuvor. Dargestellt ist der Mosaikdetektor umgeben von dem möglichen Teil des PIN-Detektors.

3.5. Detektorkammer

Funktionsbedingt muss das Teilchendetektorsystem für Schwerionen im Vakuum untergebracht sein.

Der **NORDBALL** besitzt keine feste **Targetkammer**, so dass **Targethalter**, eventuelle Zusatzdetektoren und die Vakuumkammer jeweils an das Experiment angepasste eigene Einheiten bilden.

Der verfügbare freie Platz im **NORDBALL** mit montierten BaF_2 Detektoren ist ein Kugelvolumen von nur $\varnothing 101$ mm. An 5 Stellen pro Hemisphäre ist eine Kabeldurchführung durch BaF_2 Module mit einem Inkreis von $\varnothing 20.8$ mm nach außen möglich. Angegebenen sind jeweils die Maximalmaße unter Berücksichtigung der Fertigungstoleranzen des **NORDBALLs**².

Zur Planung der Experimente wurde festgelegt, den **NORDBALL** in der Konfiguration mit BaF_2 Modulen zu verwenden. Eine Entfernung der BaF_2 Module hätte einen Radiusgewinn von 88 mm für die Vakuumkammer und die Teilchendetektoren ermöglicht, den effizienten BaF_2 Ball aber ausgeschlossen. Er schien vor allem für Experimente mit ^{180}Ta sinnvoll, wo die Suche nach summierten Kaskadenenergien oder ein Gate auf diese Summenenergien gewünscht wurde.

Die Konstruktion nach den benannten Vorgaben fand auf dem 3D Cadsystem ME30 auf einer Hewlett Packard HP710³ in München statt. Die Arbeitsaufgabe war an der Grenze der Leistungsfähigkeit des damals verwendeten Systems (Bildschirm Aufbau 25 min bei Volldarstellung [Ste:94]).

Als Wandmaterial der Kammer wurde Kunststoff⁴ gewählt, da einerseits eine niedrige Kern-

²Während eines einwöchigen Aufenthaltes 1993 am **NBITAL** wurden die für die Detektorkonstruktion notwendigen Rahmenbedingungen für die Konstruktion und Fertigung der Kammer und des Detektors in München ermittelt.

³HP710 mit 2 Harddisks der Größe 420MB und 1GB, sowie 128 MB RAM Speicher

⁴Araldit F (CY205)

ladung die niederenergetische γ -Strahlung gering abschwächt, andererseits die Vakuumdichtigkeit, speziell der Kabeldurchführungen, gleichzeitig gewährleistet werden konnte. Die Fertigung wurde in zwei Lagen ausgeführt. Dazu wurden in der Werkstatt der LMU München Gießformen angefertigt, ein möglichst blasenfreier Guss eingefüllt und langsam abgekühlt.

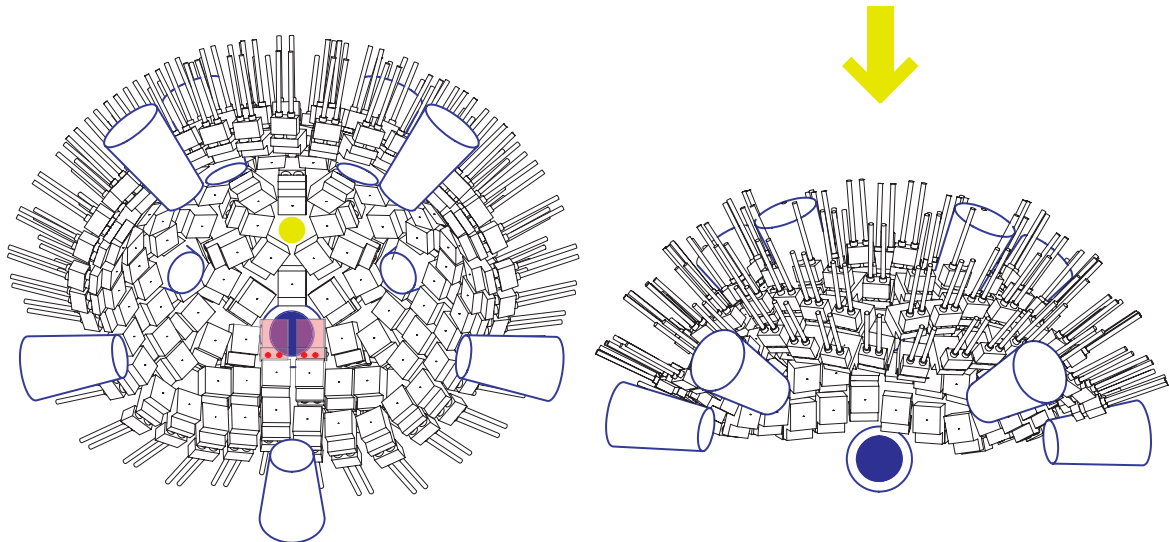


Abbildung 3.13: Schematische **PIN-Dioden**anordnung im strahlaufwärtigen Teil der Detektorkammer mit Germaniumdetektoren (blaue Raumwinkelkegelstümpfe) und angedeutetem Strahleintritt (gelb). Zwei Blickrichtungen auf Höhe des **Targets** in ausgewählte Detektoren (blaue Scheiben). Nur für die vier Detektoren um den Strahleintritt liegen **PIN-Dioden** und Buchsen (rot) als Absorber auf dem Weg zum Germaniumdetektor. Durch Entfernung dieser **PIN-Dioden** (wie in der Zeichnung für die Germaniumdetektoren außerhalb der Blickrichtung angedeutet), liegt fast kein zusätzliches absorbierendes Material in diesem Raumwinkel.

Nach Fertigung der ersten Kunststoffschicht wurden aus dem **CAD** Programm übergebene Bohrkoordinaten der Bohrlöcher für die Buchsen der **PIN-Dioden** für die Werkstatt auf das Koordinatensystem der Werkzeuge umgerechnet. Die Bohrungen erfolgen so, dass die Mittelpunktnormalen der **PIN-Dioden** auf das Streuzentrum ausgerichtet sind.

Durch die Bohrlöcher werden 220 Buchsen gesteckt und einzeln mit Litzen verlötet, mit verdrehten Leitungen⁵ zu den 5 Durchführungspunkten (Sehnerven) geführt und die Buchsenfüße gekappt. Dabei wurde eine Technik verwendet, die den Platzbedarf minimiert, um die zulässige Höhe der zweiten Gusschicht nicht zu überschreiten. Die durchgeführten Drähte und die Lötstellen der Buchsen wurden von einer zweiten Kunststofflage umschlossen und so die Vakuumdichtigkeit hergestellt. Die Kammerwand mit der Schirmung und der eingegossenen Verkabelung ist kleiner als 2 mm. Dadurch konnten die Abstände der **PIN-Dioden** vom Streuzentrum maximiert werden.

Probleme der Fertigung waren die Kriechfähigkeit des Kunststoffs entlang der Kabel zur Außenseite, der diese verhärtet und die zum Einbau in den **NORDBALL** notwendige Flexibilität reduziert. Ein blasenfreier Guss mit langwierigem Abkühlungsvorgang in einem Ofen erforderte Werkstattarbeiten auch am Wochenende. Die Kunststoffverarbeitung wurde von

⁵twisted pair

Erfahrungen der [IPP](#) Kunststoffwerkstatt⁶ unterstützt.

Die Halterungen und die **PIN-Dioden** wurden so verteilt, dass möglichst wenig zusätzliches Material im Bereich des Raumwinkels der Germaniumdetektoren liegt ([Abb. 3.13](#), [vorige D.](#)). So kann durch Weglassen der **PIN-Dioden** an den betroffenen 5 Detektoren die Effizienz für Gammas niedriger Energie erhöht werden, falls dies notwendig ist.

Die Anordnung der **PIN-Dioden** wurde so gewählt, dass die Kugel möglichst gut von den quadratischen Detektoren bedeckt wird. Die kleinste verfügbare Diodengröße 5 x 5 mm wurde verwendet, der Abstand zum Streuzentrum maximiert und Dioden unter möglichst hoher Rückwärtswinkel angestrebt, um die Wahrscheinlichkeit der mehrfachen Coulombanregung, sowie der E3 und E4 Anregung zu erhöhen und Zustände hohen Spins zu bevölkern [[AW:75](#), S. 94,113].

Um das Verhältnis der multiplen Anregung gestreckter⁷ Übergänge zur Anregung nicht gestreckter Übergänge zu variieren, ist ein Vergleich von Winkeln mehr rückwärts zu mehr vorwärts möglich. Für $\xi < 0.1$ sinkt der Anteil der Mehrfachanregung von 180° bei einem Grenzwinkel von 100° um einen Faktor 5 [[AW:75](#), S. 135]⁸.

Als Kompromiss befinden sich Dioden unter einem Streuwinkel bis 112°. Wegen den technischen Gegebenheiten der Halterungen des Strahleintritts ergeben sich drei Abstände 31.9, 33.4 und 36.4 mm.

3.6. Detektorauslese

3.6.1. Signalführung

Im Inneren wurde die Verkabelung twisted pair ausgeführt, da eine Koax-Vakuumdurchführung in dem kleinen Bereich nur unter erheblichem Mehraufwand möglich gewesen wäre. Einbußen in der Signalqualität und höheres Übersprechen⁹ wurden in Kauf genommen. Da als Triggerbedingung nur Einzeltreffer¹⁰ in der Koinzidenzzeit gefordert wurden, werden im ungünstigsten Fall gute Ereignisse unterdrückt. In der Praxis konnte eine verminderte Zählrate durch cross-talk nicht festgestellt werden ($< 10^{-5}$). Dies liegt aber auch an den Schwellen der Constant-Fraction-Trigger (**CFT**), die zur Unterdrückung u. a. des α -Teilchen Untergrundes verwendet wurden. Die enge Detektorumhüllung der **Targetkammer** lässt nur fünf vorgegebene Öffnungen mit einem Sechseck des Inkreises $\varnothing 20.8$ mm für die Kabeldurchführungen aus dem **NORDBALL** frei. Durch diese wurden die 220 Signalleitungen geführt, 5 zusätzliche Leitungen, standen als Masse für die Abschirmung bereit. Außerhalb der Kammer befindet sich um jeden Kabelstrang eine Schirmung. Als Steckverbinder wurde ein Spezialstecker ([Abb. 3.14](#)) der Firma **Malco-Microdot** gewählt, der innerhalb des vorgesehenen Inkreises blieb und dessen Abschirmeigenschaften an die Problemstellung in Absprache mit dem Vertreiber (**Comtronik GmbH**) angepasst wurden.

⁶ [Max-Planck-Institut für Plasmaphysik](#), Kunststoffwerkstätte, [Herr E. Maier](#), Boltzmannstraße 2, D-85748 Garching

⁷ z.B. bei E2-Anregung gestreckt: $\Delta I = 2$, ungestreckt $\Delta I = 1$

⁸ Der dimensionslose Adiabazitätsparameter ξ eines Übergangs der Energie ΔE beschreibt die Impulshaftigkeit des Stoßes: $\xi = \tau_{\text{Koll}}/\tau_{\text{Kern}}$ vergleicht die Kollisionszeit $\tau_{\text{Koll}} \approx 2a/v_\infty$ des Stoßes zur Zeitdauer, die der Übergangsenergie zugeordnet werden kann, $\tau_{\text{Kern}} \approx \hbar/\Delta E$, wobei a der Abstand größter Annäherung eines Zentralstoßes und v_∞ die Relativgeschwindigkeit der Kerne in unendlichem Abstand ist [[AW:75](#), S. 193, 270].

⁹ cross-talk

¹⁰ single hits

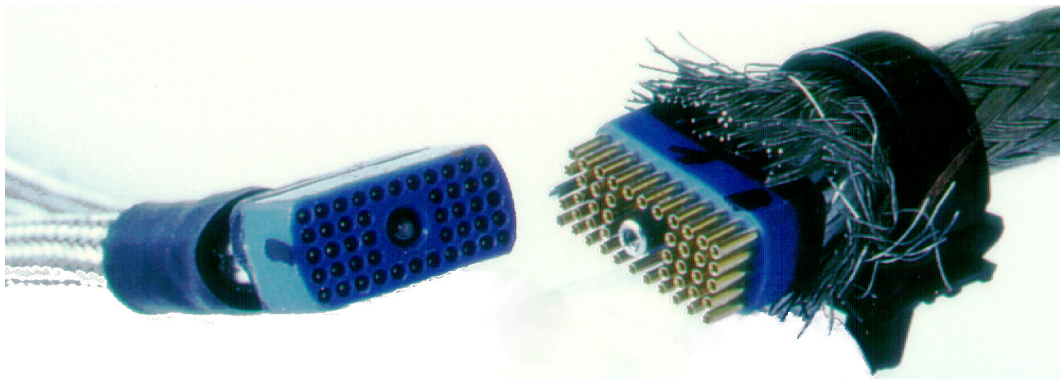


Abbildung 3.14: Miniatur Spezialstecker für die Kabeldurchführung von 45 Polen auf einer Fläche von $15.5 \text{ mm} \times 7.3 \text{ mm}$, entsprechend einer Diagonalen von 17.2 mm .

Die Vorverstärker werden möglichst nahe der Signalerzeugung platziert, werden aber aus Platzgründen nicht in der Kammer untergebracht, sondern außerhalb des **NORDBALLS**. Im rechten oberen Bildteil der [Abb. 2.7](#) (S. 27) sind vier graue Vorverstärkerkästen zwischen den Dewars erkennbar. Tests mit Störeinstrahlungen haben gezeigt, dass die Kabel- und die Kammerwände abgeschirmt werden müssen, um rauschfreie Signale zu erhalten. Ein sprayfähiger Kupferleitlack zur Abschirmung erwies sich als spröde, so dass die Oberflächenhaftung beeinträchtigt war und Teile schon ohne mechanische Belastung, wie beim Kammereinbau, abplatzten. Die Kammeraußenwand wurde deshalb mit Silberfarbe gestrichen, darüber wurden Kupferklebefolien aufgebracht [[LC:95](#)] ([Abb. 3.15](#)). Auch die Strecken zwischen den Steckverbindern müssen nach dem Herstellen der Verbindung mit Kupferklebefolie geschirmt werden.



Abbildung 3.15: Kammerabschirmung im Detail. Sichtbar sind die überlappenden Kupferklebefolien.

3.6.2. Multiplexer

Bei einem Multidetektorsystem fallen große Datenmengen zur Verarbeitung an. In der beschriebenen Ausbaustufe des Teilchendetektors sind 55 Zeit- und Energiesignale zu verarbeiten. Bei der Coulombanregung mit Teilchenkoinzidenzen will man aber nur 1-Teilchen Ereignisse für die γ -Koinzidenzen verwenden, damit eine eindeutige Dopplerkorrektur möglich ist. Im Prinzip genügt also für jedes Ereignis ein **TDC** und **ADC** Kanal und der Ort des getroffenen Zählers.

Bei niedrigerer Detektorzahl und verfügbaren **ADC** bzw. **TDC** Kanälen, sowie freien Modulsteckplätzen, ist die Verwendung einer Einzelauslese möglich [Spr:93], die nötigenfalls durch Zerosuppression die auf Band aufgezeichneten Experimentdaten reduziert. Bei hohen Detektorzahlen ist eine Datenreduktion notwendig. Aus praktischen Gründen der Modulgrößen und der kommerziell verfügbaren Schaltkreise wurde eine 16:1 Reduktion gewählt.

Ausgenutzt wird dabei, dass das Energiesignal des Vor-/Hauptverstärkers [CFKM:91, CFM:92, CFKM:92] je nach Verstärkerabstimmung etwa $5\ \mu\text{s}$ nach dem Zeitsignal das Maximum erreicht. In diesem Zeitraum wird der zugehörige Energieeingang auf den Ausgang umgeschaltet. Um die langsamen Schaltvorgänge zu minimieren, wird ein Umschaltvorgang nur nach einem externen Triggersignal (*fix*) ausgeführt und der Zustand gehalten, damit der Energieausgang ausgelesen werden kann, ohne von eventuell in den $10\ \mu\text{s}$ zwischen dem Start des Zeitsignals und dem Ende des Energiesignals auftretenden Treffern in den anderen 54 **PIN-Dioden** beeinflusst zu werden. Als Trigger dient ein Zeitsignal, das über der Rauschschwelle liegt, die an einem externen Constant-Fraction-Trigger (**CFT**) eingestellt wird, wenn innerhalb einer am **CFT** wählbaren Koinzidenzzeit im Bereich von 200 ns kein PIN-Doppeltreffer aufgetreten ist.

Standard	Anzahl	Name	Funktion
Eingänge			
NIM	16	$T_{in}1-16$	Zeitsignale
0-10V	16	$E_{in}1-16$	Energiesignale
NIM	1	enable	Aktiviere E_{out}
NIM	1	fix	Fixiere den Eingangszustand der Zeitsignale im Puffer
Ausgänge			
0-10V	1	E_{out}	Energiesignal
TTL	4	B0-3	Bitmuster der Kanalnummer (gepuffert)
TTL	1	error	Prioritätsfehler mehr als ein T_{in} aktiv

Tabelle 3.3: Steckerbelegung der Ein- und Ausgangssignale des **Multiplexers**

Der elektrische Aufbau ist in einem Prinzipschaltbild dargestellt (Abb. 3.16, nächste D.).

Die 16 logischen **NIM** $T_{in}1-16$ Zeitsignale werden zur **ECL**-Norm transformiert und nach **TTL** gewandelt. Zwei 8 zu 3 Prioritätsdecoder erzeugen aus den 2 mal 8 Eingängen eine 2 mal 3 Bit Information, die mit Hilfe von NAND Gates und dem Enable Output zur 4-Bit-Information erweitert wird. Ein Priority **Flag** zeigt an, ob mehrere Ausgänge aktiv waren (Doppeltreffer) und wird ungepuffert als **TTL** Signal zum Ausgang „error“ geführt. Der Eingang „fix“ wird entsprechend den Zeitsignalen gewandelt und triggert dual D-Type positiv Flanken getriggerte **Flip-Flops** mit Preset und Clear, die als Speicher der 4 Bit Information dienen, die an den

Ausgängen B0-3 als **TTL** Signale anliegen. Das gespeicherte Bitmuster steuert einen 16 Kanal Analog **Multiplexer** an, dessen **CMOS** Eingänge E_{in1-16} mit Zenerdioden gegen Überspannung geschützt werden. Nach einer typischen Schaltzeit von 500 ns liegt das 16:1 gemultiplexte Ausgangssignal an, das über einen auf in vollständiger Gegenkopplung (Verstärkungsfaktor 1) abgeglichenen unkompensierten high slew-rate Operationsverstärker mit externer Kompensationsbeschaltung direkt an den Ausgang E_{out} gegeben wird. Das Modul wurde als Einschub für **NIM** Grates konzipiert, dementsprechend wurde die Spannungsversorgung durch integrierte Regler angepasst. Die **TTL**-Ausgänge wurden durch einen Schutzwiderstand gegen Überlastung geschützt. Ein **NIM** Eingang „enable“ aktiviert die Ausgabe des Energiesignals. Der

Eingangsspannung an E_{in}	max. -10 bis +10 V
logische Eingänge	logischer NIM Standard
Ausgangsspannung	-10 bis +10 V
Ausgangsstrom	mindestens 10 mA
treibt Geräte mit Eingangswiderstand	$\geq 1 \text{ k}\Omega$
Bandbreite	$> 2 \text{ MHz}$

Tabelle 3.4: Technische Daten des **Multiplexers**

Schaltplan wurde am **PC** mit dem Entwurfsmodul für Schaltkreise des kommerziellen Programmpakets **Eagle**[®] [Cad:94] gezeichnet (Abb. C.1, S. 161). Mit dem Programm **Designer**[™] [Mic:90] wurde das Aussehen der Frontplatten am **PC** entworfen. Das halbautomatische Platinenlayout mit **Eagle**[®], und die Fertigung der Geräte führte die Elektronikwerkstatt der **LMU** in Garching aus.

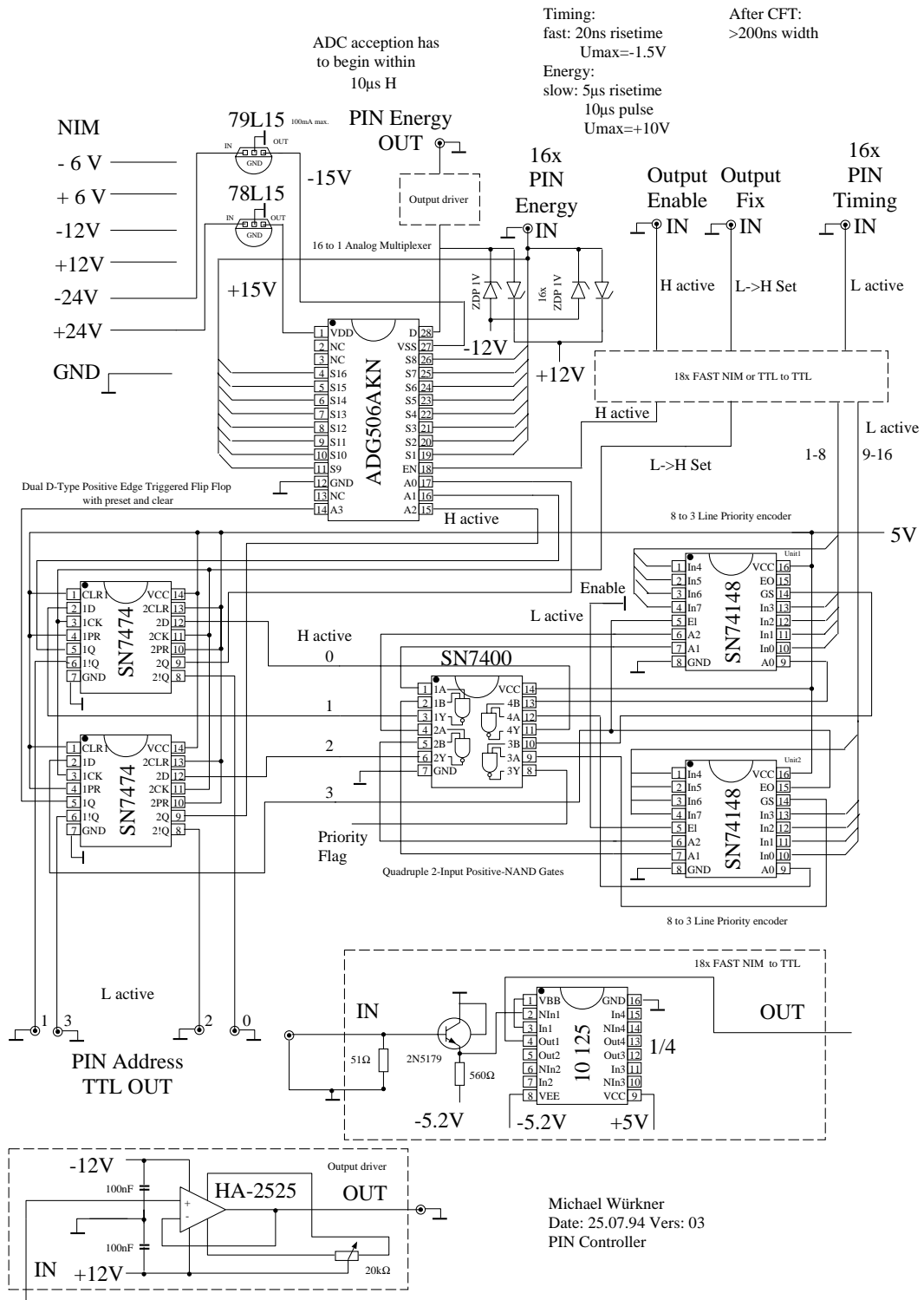


Abbildung 3.16: Vereinfachtes Prinzipschaltbild des Multiplexers

4. Vom Spektrum zum Niveauschema

4.1. Erstellung der Spektren

Während der Experimente wurde eine Vorauswahl der gewünschten Beobachtungen getroffen.

4.1.1. Parameter der Rohdaten

Die Hardwaretriggerung war auf genau einen Treffer im Teilchendetektor mit mindestens einem Germaniumereignis innerhalb einer Koinzidenzzeit (vgl. [Abs. 4.1.3 a](#), [nächste D.](#)) festgelegt. Zur Kontrolle des Untergrundes wurden mit geringer Rate (1:1000) unkoinzidente Ereignisse mitgeschrieben¹.

Als experimentelle Parameter wurden für jedes Koinzidenzereignis die Energie der angesprochenen Germaniumdetektoren, Si-Flügel oder **PIN-Dioden**, BaF₂ Detektoren² und die Zeitdifferenzen zwischen Ansprechen des Teilchendetektors und der Germaniumdetektoren bzw. BaF₂ Detektoren² aufgenommen. Den ausgelesenen Detektorelementen werden zur Identifikation Nummern zugeordnet.

Zählerparameter ermöglichen eine Kontrolle der unkoinzidenten und koinzidenten Zählraten der Detektoren.

Der Strahlstrom wurde über einen Stromintegrator zur Ermöglichung der Messung von absoluten Wirkungsquerschnitten aufgenommen. Am Tandem-Beschleuniger Labor der Universitäten Münchens wurde am Faradaycup eine Gegenspannung zur Erhöhung der Messgenauigkeit angelegt.

4.1.2. Software

Die von den **ADC**, **TDC** oder **Skalern** gelieferten Zahlen (Kanäle) für einen Detektor, werden in ein Roh-Spektrum der Kanalnummer vs. Anzahl der Ereignisse des Kanals einsortiert. Weitere Spektren werden durch Funktionen in Abhängigkeit der Ereignisse erzeugt. Zur Kontrolle geschieht dies **online** während des Experimentes und als Wiederholung des digitalen Datenstromes des Experimentes (**Replay**) **offline**.

¹Als Medium dienen **DAT**-Tapes am Tandem-Beschleuniger Labor der Universitäten Münchens, **Exabyte**[®] Tapes am **NBITAL**.

²nur am **NORDBALL**

Bei den Strahlzeiten kommen die unterschiedlichen computergestützten Analysensysteme der beteiligten Institute zum Einsatz:

a) **MLLE – Beschleunigerlabor München**

Die Daten der Münchener Strahlzeiten werden mit dem am Tandem-Beschleuniger Labor der Universitäten Münchens entwickelten **MLLE** (Microprocessor Based Large Logging Experimentation System) [BLS:82, LLS:92] Multiprozessor Mikrocomputersystem und zugehöriger Online-Softwareumgebung aufgenommen. Das **Replay** wurde unter dem Betriebssystem **UNIX** nach Erweiterung der Host-Multislave Rechnerkommunikationssoftware TORNADO [Pem:93, Pem:94] und Anpassung der Benutzerrountinen durchgeführt.

b) **TRI – Beschleunigerlabor des Niels Bohr Institutes**

Die Datenaufnahme am **NBITAL** kam das Betriebssystem **VAX/VMS** mit der dort vorhandenen Standard **NORDBALL** Software zum Einsatz. Das **Replay** in München der ersten **NBITAL** Strahlzeit erfolgte unter Alpha/VMS mit dem Programmpaket **TRI** [Gas:89] und angepassten Benutzerrountinen. Die am **NBITAL** existierende Programme auf **VAX/VMS** zum Lesen der Onlinedaten, zur Spektrendarstellung, Kopieren von **Exabyte**[®] Tapes, wurden in München auf Maschinen unter Alpha/VMS installiert. Die weitere Auswertung der erhaltenen Spektren und Matrizen fand nach Konversion auf die im Münchener Labor benutzte **UNIX** Umgebung statt.

c) **NBI – Risø-Warschau-München**

Die Auswertung der zweiten Strahlzeit am **NBITAL** geschah mit einer eigenen Routine portiert von den VMS Systemen [INL:96], indem unter **UNIX** die unter VMS erzeugten Bänder gelesen wurden. Zu Beginn war die Verwendung älterer **MIPS** Maschinen notwendig, da die Silicon Graphics (**SGI**) Rechner Probleme³ mit der variablen Blocklänge der **Exabyte**[®] Tapes hatten.

d) **Konvertierungen**

Um die 1- und 2-dimensionalen Spektren in verschiedenen Programmumgebungen bearbeiten zu können, wurden Datenkonvertierungsprogramme selbst entwickelt.

Ergänzend wurden Programmentwicklungen zur Spektren-Addition, -Kompression und verschiedene Dienstprogramme zu erweiterter graphischer Darstellung realisiert.

4.1.3. Wahl der Koinzidenzfenster

Die Qualität der Spektren wird durch das Setzen von Fenster-Bedingungen verbessert. Zur Verfügung steht die Koinzidenz-Zeitinformation Ge vs. Teilchendetektor, Ge vs. BaF₂ und Teilchendetektor vs. BaF₂, sowie die Teilchendetektorenergie zur Separation von α -Teilchen und rückgestreuten Projektilen.

³ab Betriebssystem Version 5 behoben

a) Zeitfenster

Die Zeitauflösung des Detektorsystems wird von den energieabhängigen Ladungssammelzeiten im Germaniumdetektor und den Ansprechzeiten der **PIN-Dioden** Verstärker dominiert und beträgt etwa 50 ns. Das Hardwarekoinzidenzfenster Δt_{hw} wird auf 200 ns (**PIN-Dioden**) bzw. 2500 ns (Si) festgelegt. Für den Si-Detektor (**Abs. 3.1.2 c, S. 39**) ist eine längere Koinzidenzzeit notwendig.

Die bei der Datenaufnahme gewählten Hardwarefenster können per Software verkleinert werden. Die softwaremäßige Wahl der Zeitfenster $\Delta t_{\text{koinz}} \leq \Delta t_{\text{hw}}$ bildet einen Kompromiss, indem sie größer als die Zeitauflösung des Detektorsystems gewählt werden, aber so klein, dass noch eine gute Unterdrückung von zufälligen Untergrundeignissen erreicht wird, möglichst ohne energieabhängig die Linienintensitäten zu beeinflussen⁴. Eine energieabhängige Reduzierung der Linien würde die mit radioaktiven Quellen erhaltene Effizienzkalibrierung verändern.

Zur Objektivierung der Wahl der Koinzidenzfensterbreiten wurden Programme entwickelt, welche die Timinglinienbreite durch Fit der Zeitspektren für die jeweils 20 Germaniumdetektoren analysieren und automatisch Zeitfenster als Vielfache der **FWHM**-Linienbreite erzeugen. Eine graphische Darstellung ermöglicht eine schnelle Kontrolle.

Die Einflüsse der mit verschiedenen Faktoren generierten und von Hand nach Augenmaß gesetzten Fenster wurden mit je einem **Replay** getestet.

Die Koinzidenzspektren mit Ereignissen im Timingfenster, sowie vor und nach dem gewählten Zeitfenster, wurden verglichen und auf die Optimierungskriterien geprüft.

Als Kriterium dient eine relative Intensitätsabweichung zwischen Linien⁵ innerhalb eines Detektors kleiner als 0.5σ (statistischer Intensitätsfitfehler) bei Untergrundreduktion durch Softwarezeitfenster verglichen mit dem Hardwarefenster.

Für die Generierung der Teilchen- $\gamma\gamma$ -Matrizen wurden auf die Hardwarebreite geöffnete Zeitfenster gewählt, da durch die weitere Koinzidenzbedingung der Untergrund ausreichend unterdrückt wird.

b) Energiefenster

Die Wahl der Energiefenster auf die **PIN-Dioden** Energie wurde so festgelegt, dass niederenergetische α -Ereignisse (kleiner als 6 MeV) unterdrückt werden, aber die hochenergetischen rückgestreuten Projektilkerne zur Koinzidenz zugelassen werden. Die beobachtete Verbreiterung, die über die Energieverluste im **Target**material und Kinematik der Winkelauflösung hinausgeht, ist eine Eigenschaft der Verstärker. Durch Anwendung einer Entfaltung könnte man eine Verbesserung der Energieauflösung erreichen. Für die vorgestellte Auswertung wird aber nur eine binäre Trefferinformation benötigt.

⁴Niederenergetische Ereignisse haben eine längere, hochenergetische eine kürzere Ladungssammelzeit, bei gleichem Auftreffort im Detektor.

⁵Falls eine Untergrundlinie überlagert ist, wird eine in der Nähe liegende Vergleichsline gewählt, wobei die Entscheidung, ob die Reduktion wegen der Verkleinerung der Untergrundlinie oder der zugelassenen Ladungssammelungszeiten eintritt, vermieden wird.

4.1.4. Dopplerkorrektur

Das **Replay**programm verwendet die erhaltenen Energie-Kalibrierkoeffizienten für die Routinen zur Dopplerkorrektur [PS:82, S. 160ff], angepasst an die unterschiedlichen Detektorgeometrien, Strahlenergien und **Target**dicken. Die Kinematikrechnung erfolgt auf die Mitte der Detektorelemente. Außer der Korrektur auf den **Target**kern wurde zur Kontrolle auf den Projektilkern korrigiert. Die Anregungslinien der Projektile liegen außerhalb des Bereiches der **Target**linien (Abs. 2.6, S. 28).

Ein Test der Dopplerkorrektur zeigt, dass die erhaltenen Linienmaxima im zugänglichen Bereich unter 600 keV innerhalb der Fitfehler übereinstimmen. Damit ist die Addition von Spektren unterschiedlicher Detektoren und die Erzeugung einer Teilchen- $\gamma\gamma$ -Matrix mit guter Auflösung möglich.

4.1.5. Untergrundkorrektur

a) Zerfall

Zur Untergrundkorrektur der Gammastrahlung aus dem radioaktiven Zerfall des **Targets** wurde ein Programm geschrieben, das einen skalierten errechneten Untergrund von den gemessenen Spektren abzieht (Abs. 3.1.2 d, S. 41).

Der Untergrund wird errechnet, indem ein gemessenes Untergrundspektrum des **Targets** ohne Strahl mit der Häufigkeitsverteilung der Segmente bzw. **PIN-Dioden** Ansprechwahrscheinlichkeiten dopplerkorrigiert wird. Zur Normierung werden sichtbare, reine Untergrundlinien ausgewählt.

Die Aktivität (Abs. 2.6, S. 28) des verwendeten Protaktiniumtargets ergibt $Z = 0.02$ Zerfälle in einer effektiven Koinzidenzzeit von ca. 100 ns. Mit einer energieabhängigen Untergrund-Multiplizität⁶ $U(E)$, einer totalen Photopeakeffizienz des **NORDBALLs** von 1-3 % und bei je $2 \cdot 10^5$ Koinzidenzereignissen sind pro Detektor $(40-120) \cdot U(E)$ Ereignisse bei der Energie E zu erwarten. Bei dem notwendigen längeren Koinzidenzfenster des Si-Teilchendetektors von 500 ns sind 5-mal höhere Untergrundlinien zu beobachten.

Für leichte Projektile (bis zu ^{32}S) ist die Untergrundkorrektur zwingend notwendig. Für ^{58}Ni ist der Einfluss von Untergrundlinien, durch die unterschiedliche Dopplerverschiebung verbreitert, so klein, dass nur noch geringe Verbesserungen möglich sind (vgl. Abs. 2.8.1 a, S. 32).

b) Detektorantwort

Ein idealer Detektor würde auf ein Gammaereignis im Spektrum eine scharfe Linie liefern. Die reale Antwortfunktion des Gammaereignisses besitzt einen Niederenergieschwanz u. a. mit von der Comptonunterdrückung unterdrückten Restcomptonereignissen.

Für verschiedene γ -Energien unterscheiden sich die zugehörigen Antwortfunktionen in Abhängigkeit von der Effizienz und den Detektoreigenschaften.

Prinzipiell würde sich der Untergrund reduzieren lassen, wenn man mit vorher bekannten Antwortfunktionen aus den beobachteten Linien das Spektrum entfaltet.

⁶Anzahl der je primärem radioaktivem Zerfall Z von allen Töchtern emittierten γ -Quanten einer Energie E . Der experimentell betrachtete Energiebereich ist 50 – 500 keV.

Für die Kalibrierquellen und unter Strahlbedingungen sind die Antwortfunktionen, auch nach Berücksichtigung der Dopplerkorrektur, möglicherweise nicht gleich. Eine Verbesserung der Fitfehler würde eine genaue Bestimmung der einzelnen Antwortfunktionen voraussetzen.

Unter Abwägung des zu erwartenden Gewinnes zum erforderlichen Aufwand wurde auf die Problematik der Entfaltung verzichtet. Der komplexe Untergrund wird bei der Linienidentifikation ausreichend berücksichtigt.

4.1.6. Spektren

Zur Suche der Niveaus werden energiekalibrierte Teilchen- γ und Teilchen- $\gamma\gamma$ Koinzidenz Spektren und aus den Mehrfachtreffern eine symmetrische Teilchen- $\gamma\gamma$ -Matrix erzeugt.

4.2. Identifikation von Linien

Unter Verwendung von Linien und eines Untergrundes soll das gesamte Spektrum innerhalb der Fehler beschrieben werden (Fit). Als Ergebnis wird eine Tabelle, z.B. der Übergangsenergien und Intensitäten mit deren Fehlern, erstellt.

Eine Linie wird gemäß einer statistischen Verteilung (meist Gaußverteilung) mit einem „Mittel“wert⁷, dem Inhalt und einer **FWHM**-Breite charakterisiert. Die Verteilung kann „am Rand (größer als **FWHM**)“ mit Funktionen⁸ modifiziert werden, ein Polynom approximiert den Untergrund im gesamten Fitbereich.

Eine Kalibrierung⁹ wandelt die in Kanälen und Kanalinhalt vorliegende Information in physikalische Messgrößen mit Fehlern um z.B. den „Mittel“wert in die Energie, den Linieninhalt in die Intensität der Linie.

4.2.1. Programm **GASPAN**

Für die Analyse der Spektren wurde das Programm **GASPAN** [Rie:91, Rie:93] verwendet, das die Linien eines Spektrums selbstständig identifiziert, jedoch mit manuellen Eingriffen gesteuert werden muss.

Da zur Bearbeitung der Daten für 20 Detektoren in vier Experimenten, mit jeweils mehreren Abschnitten der Datenaufnahme, eine Vielzahl von Teilschritten notwendig ist, wurden zur Automatisierung Skripts auf **UNIX** Shell Ebene (bash) unter Verwendung von Programmen zur Zeichenbearbeitung (perl, awk, sed) geschrieben, die einen automatisierten Fit und eine Kontrolle der Kalibrierparameter in den unterschiedlichen Detektoren ermöglichen. In den beschriebenen Experimenten wurden etwa $3 \cdot 10^4$ Linien ausgewertet. Angesichts der Komplexität ist eine maschinelle Verarbeitung unumgänglich, aber eine Kontrolle und ein Eingriff von Hand ist für Sonderfälle notwendig. So musste auch das Programm **GASPAN** angepasst werden [Rie:97].

⁷Die Lage einer Verteilung können unterschiedliche Parameter charakterisieren, z.B. häufigster oder mittlerer Wert.

⁸z.B. durch Schwänze

⁹Salopp wird oft der Begriff Eichung verwendet. Das Eichwesen ist eine staatliche Hoheitsaufgabe.

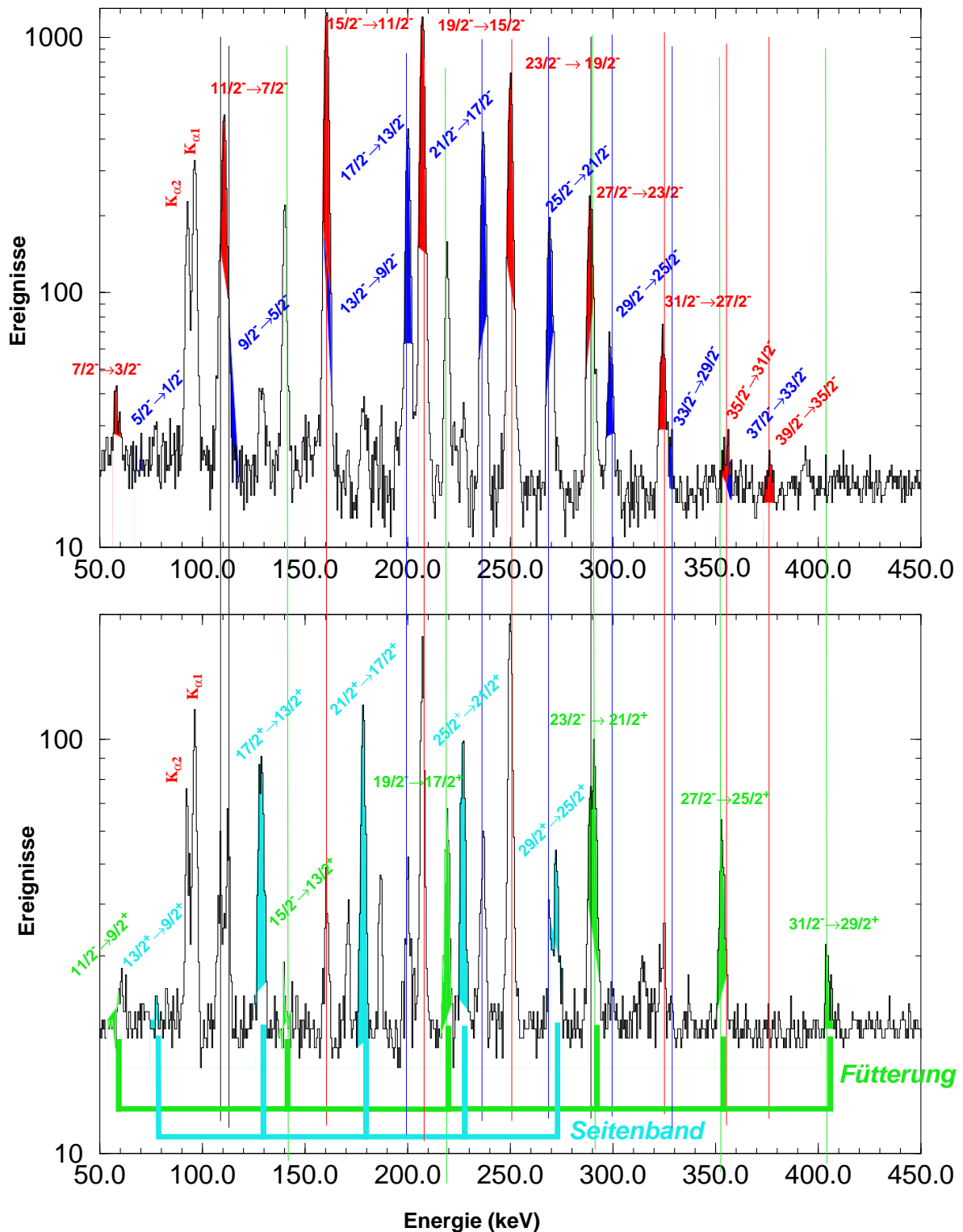


Abbildung 4.1: Die Summenspektren von Gates der $\gamma\gamma$ -Matrix auf die Übergänge des Grundzustandsbandes A 1/2[530] (oben), sowie die Addition der Gates auf die Seitenbandübergänge in B 3/2[651] (unten). Zur Zuordnung der Übergänge im Niveauschema siehe (Abb. 5.4, S. 75).

4.2.2. Kalibrierungen

Aus den vor und nach den Experimenten durchgeführten Kalibrierquellenmessungen mit einer gemischten ^{152}Eu , ^{134}Cs und ^{133}Ba Quelle¹⁰ an der **Target**position erhält man rohe Kalibrierspektren. Dazu wurde jeweils am Start und am Ende der Messung der **NORDBALL** im unkoinkidenten Datenaufnahmemodus betrieben.

a) Linien-Breiten-Kalibrierung

Die Linienbreite ist kanal- (bzw. energie-) abhängig. Ein Grobfit der Rohdaten der Kalibrierquellenspektren liefert ein quadratisches Polynom für eine erste Breitenkalibrierung. Die Breitenkalibrierung ist u. a. notwendig zur späteren Identifikation von Mehrfachlinien.

b) γ -Energie-Kalibrierung

Mit vorgegebener Breitenkalibrierung und deren Fehler wird ein Feinfit begonnen. Ein Hilfsprogramm zu **GASPAN** mit einem veränderten Liniensuchalgorithmus [Rie:97] scannt mit einer von Hand vorgegebenen Grobenergiekalibrierung den Fit des Spektrums der Kalibrierquellen und ordnet die Kalibrierlinien den drei verwendeten Quellen unter Berücksichtigung ihrer Intensitäten zu. Die Kalibrierlinien werden dem Fitprogramm **GASPAN** übergeben, das die Intensitäten der Quellen auf die erste vorgegebene Quelle normiert und Energiekalibrierkoeffizienten und deren Fehler für ein Polynom vierten Grades berechnet.

c) Effizienzkalibrierung

Nach der Energiekalibrierung wird aus den Linieninhalten und den zugeordneten Literaturwerten [LS:78] der Quellenintensitäten die energieabhängige Effizienzfunktion

$$\text{Eff}(E) = 0.5 \left\{ 1 - \text{erf} \left[-a_1^2 (E - a_2) \right] \right\} 10^{(a_3 + a_4 l + a_5 l^2 + a_6 l^3 + a_7 l^4 + a_8 l^5)} \quad (4.1)$$

$$l = \log_{10}(E)$$

von **GASPAN** mit den Parametern a_{1-8} und der Fehlerfunktion $\text{erf}[x]$ angepasst und die Fehler der Koeffizienten bestimmt.

Die Koeffizienten und deren Fehler dienen zum energie- und effizienzkalibrierten Fit der Kalibrierspektren.

d) Verbesserung der Kalibrierung

Auf diesen Fit wurde ein selbst entwickelter, erweiterter Liniensuchalgorithmus unter Berücksichtigung der bisherigen Energiekalibrierung angewendet, der mehr als 50 Kalibrierlinien identifiziert. Eine weitere Iteration bringt keine Verbesserung mehr, so dass ein abschließender Fit ausgeführt wird. Dessen Ergebnis wird zur Endkontrolle graphisch aufbereitet (**Abb. 4.2, nächste D.**). Zur Kalibrierung wurden etwa 10^4 Linien verwendet.

¹⁰Eine offene Quelle mit einer höheren Linienzahl im Bereich des Effizienzmaximums der Zähler um 100 keV, stand aus Strahlenschutzgründen nicht zur Verfügung.

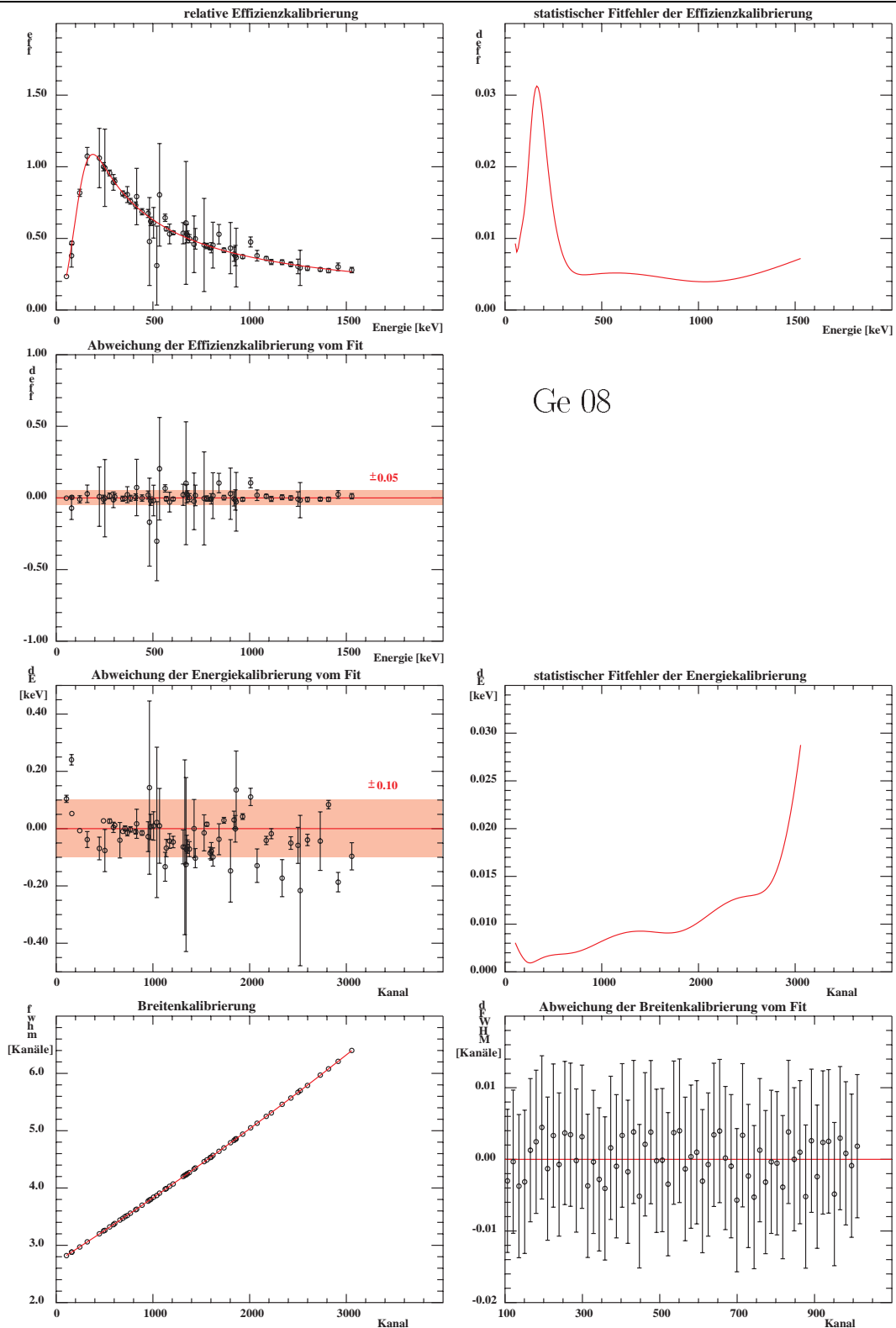


Abbildung 4.2: Beispielausgabe zur Kontrolle der Fit-Qualität eines Germaniumdetektors (Ge 8). Die **GASPAN** Ausgabe wird mit einem Skript automatisiert aufbereitet. Die oberen drei Spektren stellen die Effizienzkalibrierung (Effizienz eff in willkürlichen Einheiten, eine der drei Quellen normiert auf 1, relative Abweichung d_{eff}), gefolgt von der Energiekalibrierung (Abweichung dE , ein Kanal entspricht etwa 0.5 keV) und der Breitenkalibrierung ($fwhm$ in Kanälen) dar. Zur Kontrolle aller Kalibrierungen der NBI-Experimente sind mehr als 160 dieser Bilder zu begutachten und gegebenenfalls ist in den Fit von Hand einzugreifen.

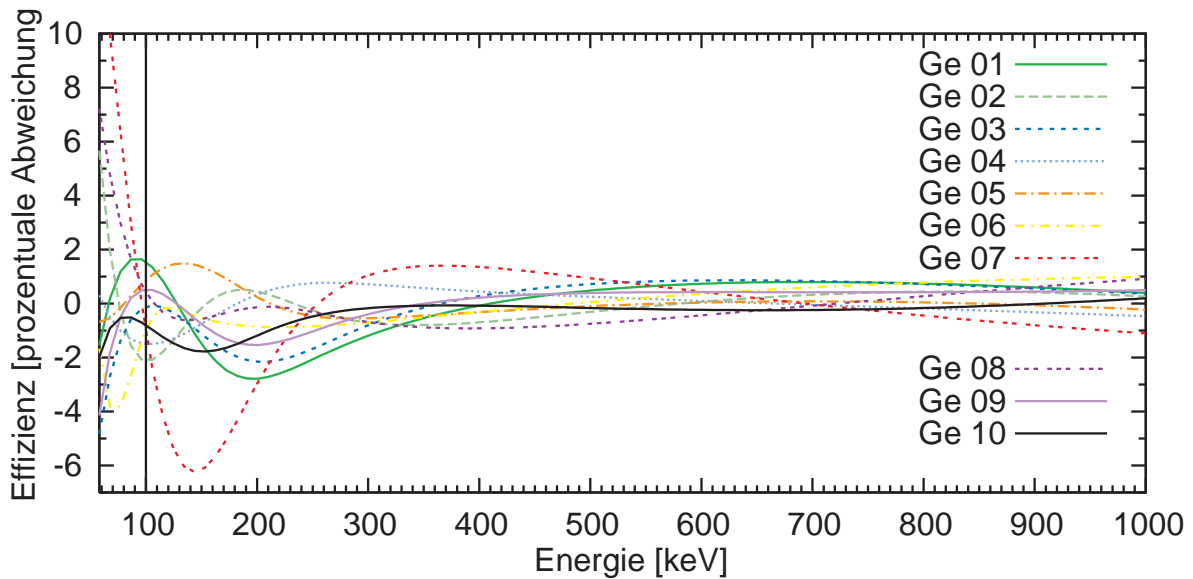


Abbildung 4.3: Kontrolle der zeitabhängigen relativen prozentualen Abweichung der Effizienzkalibrierung am Anfang und Ende der Strahlzeit 1995 am **NBITAL** am Beispiel der ersten 10 Detektoren zu deren gemittelten Kalibrierungen (Gl. 4.1, vorige D.). Für die Telexperimente sind die Abweichungen geringer. Für alle Pa-Strahlzeiten sind 80 Bilder mit 20 Detektoren zum Vergleich nötig.

e) Kontrolle der Kalibrierung

Ein Experiment setzt sich aus mehreren Teilläufen zusammen (**Runs**). Diese Teile unterscheiden sich z.B. durch den Ausfall von Komponenten oder Änderungen und Verbesserungen am Aufbau und der Datenaufnahme oder geänderten Strahlbedingungen. Die Änderungen wurden protokolliert und gegebenenfalls in der Auswertung berücksichtigt.

Die Detektoren können zeitabhängigen Schwankungen der Aufnahmeeigenschaften unterliegen, z.B. durch Strahlenschäden.

Die Kalibrierung wird daher auf mögliche energie- und zeitabhängige Drifts und Abweichungen geprüft.

Die Genauigkeit der Übereinstimmung der Kalibrierungen vor und nach dem Experiment wird durch Generierung von Differenzen der Energie und Effizienzkalibrierung verglichen. Dazu erzeugen **UNIX**-Scripts die entsprechenden Differenzen und stellen sie **GNUPLOT** dar und erzeugen mit **L^AT_EX** eine Protokollseite (Abb. 4.3). Andere unabhängige Fits [Loe:98] der Strahlzeitperiode dienen in gleiche Weise als Vergleich.

Für die vorliegende Auswertung genügt eine Beschränkung auf relative¹¹ Effizienzfunktionen, auch wenn aus den Daten der zueinander kalibrierten Detektoren und den Quelleninformationen eine absolute Effizienz berechenbar ist.

Durch das Vorurteil einer gegebenen Funktion (Gl. 4.1, vorige D.) der Effizienz ist nach einem Fit außer dem Fitfehler ein zusätzlicher systematischer Fehler zu berücksichtigen (Fußn. 7, S. 80). Der systematische Fehler ist im Bereich um das Effizienzmaximum am größten.

¹¹ Alle γ -Detektoren sind so kalibriert, dass sie sich untereinander nur durch einen Faktor unterscheiden.

Zum Aufspüren von zeitabhängigen Drifts wurde vor und nach dem Experiment neu kalibriert und automatisiert verglichen (z.B. [Abb. 4.3](#), [vorige D.](#)). Zeitabhängige Drifts der Energiekalibrierung wurden nicht beobachtet. Die energieabhängigen zeitlichen Effizienzabweichungen eines Detektors wurden nur berücksichtigt, wenn sie über den aus dem Fitfehler der Effizienzkalibrierung berechneten Fehlern liegen.

Dies betrifft einzelne Detektoren der Vorwärtshemisphäre und kann von leichten Neutronenschäden herrühren. Die Fehler wurden dann dem Effizienzfehler zugeschlagen. Eine zunehmende Drift wurde gegen Ende der Strahlzeitperiode beobachtet vgl. [Tab. 2.4](#) ([S. 35](#)) (der Neutronenfluss war bei diesem Experiment höher). Die geringe Nachweiswahrscheinlichkeit der verwendeten Germaniumdetektoren¹² unter 50 keV lässt die Messfehler in diesem Bereich zunehmen.

f) angepasste Breitenkalibrierung

Für die 20 Germaniumdetektoren werden die teilchenkoinzidenten **Target**-Spektren mit dem ermittelten Kalibrierparametersatz gefittet. Da die Spektren z.T. komplexe Mehrfachlinien zeigen, ist eine genaue Breitenkalibrierung notwendig.

Die intrinsische Dopplerverbreiterung durch endliche Detektorgrößen, durch Energieverluste im **Target** oder erhöhtes elektrisches Rauschen kann eine zusätzliche energieabhängige Verbreiterung unter Strahlbedingungen gegenüber den Quellenlinienbreiten verursachen.

Ein Breitenfit allein an die Linien des **Targets** ist wegen der komplexen Linienformen von Mehrfachlinien in einem weiten Bereich nicht möglich.

Durch Selektion ausgewählter **Target**linien wurde die Breite kalibriert. Im zugänglichen Bereich unter 600 keV wurde eine energieunabhängige Verbreiterung der **FWHM** kleiner als 0.1 keV beobachtet.

Für jeden Detektor wurden die ursprünglichen Quellenbreitenpolynome um die ermittelte energieunabhängige zusätzliche Verbreiterung korrigiert.

4.3. Erstellung des Niveauschemas

Die Erstellung eines Niveauschemas (Levelschema) baut auf dem bereits bekannten Teil ([Abs. 2.3](#), [S. 24](#)) auf. Die energetische Ordnung von Niveaus der beobachteten Übergänge ist bei der Verwendung von γ -Spektren nicht eindeutig, da nur die Differenzen der Energien experimentell zugänglich sind. Bei Seitenbändern und bei Kräften wie der Corioliskopplung kann die Bestimmung der Ordnung aus vorgegebenen physikalischen Kriterien unbefriedigende Mehrdeutigkeiten zulassen. So blieben im bereits bekannten Teil der Spektren Linien mit höherer Intensität, als dem Grundzustandsband zugeordnete Linien, nicht eindeutig in das Niveauschema einzuordnen. Die Klärung der Ordnung ist mit mehrfachen γ -Koinzidenzen möglich. Für den vorliegenden Fall ist die Beschränkung der Untersuchung auf $\gamma\gamma$ -Matrizen ausreichend.

Durch das Setzen einer Δx -Fenster-Bedingung (Gate) auf eine Linie gemäß der energieabhängigen Linienbreite in der x-Projektion der Matrix wird die Auswahl eines y-Streifens (Schnitt,

¹²Ausnahme die Detektoren mit Berylliumfenster. Aber infolge der im Experiment beobachteten zählratenbedingten Auflösungsverschlechterung durch Röntgenstrahlung mussten für einzelne Detektoren Cu-Absorber verwendet werden.

Slice) möglich, dessen Projektion das Koinzidenzspektrum der Gatewahl darstellt. Durch Gaten auf einen Übergang, der aus dem Grundzustandsband ein Niveau eines Seitenbandes füttert, werden z.B. nur alle diejenigen Übergänge dieses Seitenbandes sichtbar, die Niveaus der Energie kleiner bzw. gleich des gefütterten Zustandes verbinden. Im Grundzustandsband werden entsprechend alle verbindenden Übergänge aus Zuständen der Energie größer bzw. gleich des entvölkernden Zustandes sichtbar.

Durch geschickte Wahl der Gatebedingungen wird das Niveauschema verifiziert. Da die Statistik der γ -Spektren größer als die der $\gamma\gamma$ -Matrizen ist, können dort noch einige Linien mehr beobachtet werden, deren Zuordnung offen bleibt.

Im Anhang B (S.154ff) findet sich eine Auswahl von Gatebedingungen (Abb. B.1–B.7).

4.3.1. Programmpaket RADWARE

Die $\gamma\gamma$ -Matrizen wurden mit dem Programmpaket RADWARE [Rad:92, Rad:93, Rad:95b, Rad:95a]¹³ bearbeitet.

Bei Beginn der Auswertung war eine Programmversion unter UNIX nicht verfügbar, so dass eine Version unter Alpha/VMS installiert wurde. Spätere Versionen unterstützen SGI/Indy Versionen, die mit geringerem Aufwand auf die Systeme SGI/Indigo portiert werden konnten. Noch später konnten Versionen unter Linux verwendet werden. Die Softwarepflege und Zugänglichkeit der jeweils neuesten Versionen wurde ermöglicht. Die zur Auswertung mit dem Programmpaket RADWARE notwendigen Schritte werden im Folgenden geschildert.

a) Eingabedaten

Eine symmetrische Matrix wird mit einem der **Replay**programme erzeugt und in das Radwareformat konvertiert. Das mit **GASPAN** erhaltene Energie- und Effizienz-Kalibrierergebnis wird in ein Radware-Standardkalibrierfile gewandelt.

Mit dem Standardkalibrierfile wird die Energie und Effizienz in der Parametrisierung des Radwareprogrammpakets kalibriert.

Eine Totalprojektion der Matrix wird erzeugt. Mit dem Spektrendarstellungsprogramm GF2X wird von Hand ein Untergrundspektrum erzeugt, das nach Zufügung von Zufallsrauschen in der Darstellung der Spektren zum Abzug des Untergrundes dient. Auf alle gefundenen Linien einer Totalprojektion wurden jeweils, in Abhängigkeit der Linienbreite, Gates gesetzt und die Projektion der erhaltenen Schnitte mit **GASPAN** nach Linien analysiert. Auf nicht in der Totalprojektion enthaltene Linien wurde die Prozedur iterativ angewendet.

Die Matrizen wurden für die Experimente getrennt erzeugt, wobei zur Erstellung des Niveauschemas auch alle Matrizen summiert wurden, um die Statistik zu erhöhen.

b) Analyse des Niveau Schemas

Aus der Matrix wurde mit dem **X-Windows** Programm ESCALATOR (xmesc) ein Niveauschema aufgebaut und überprüft.

¹³Ein Programmfehler, betreffend die Energiefits komprimierter Matrizen [Rad:01], hat für die vorgestellten Ergebnisse keine Auswirkung, da für alle Energie- und Effizienzfits das Programm **GASPAN** verwendet wurde.

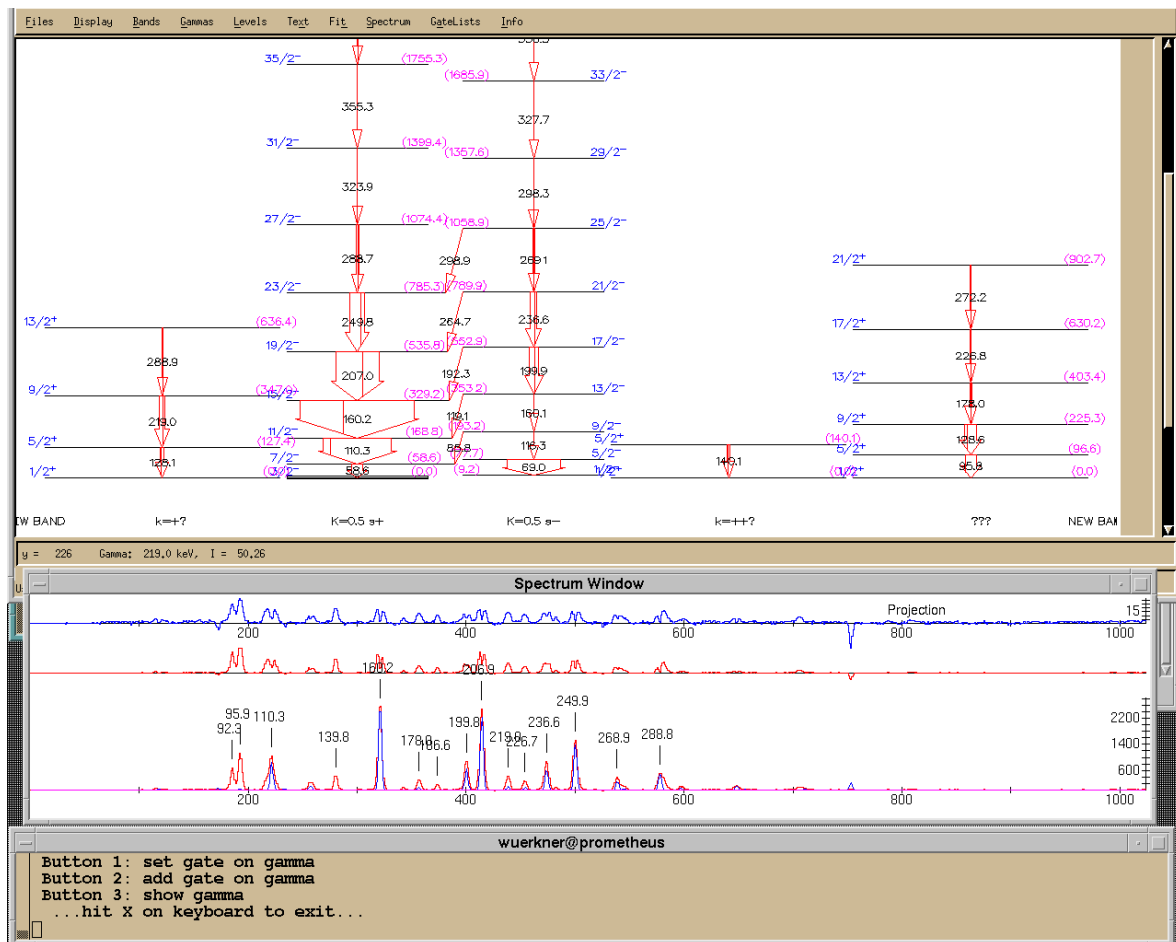


Abbildung 4.4: Beispiel einer Sitzung mit XESCALATOR.

Mit der Markierung von Linien durch Maussteuerung ist ein einfacher Aufbau des Termschemas und eine Schnittbildung der Matrix¹⁴ oder die Energie- und Effizienzanalyse von Linien möglich (Abb. 4.4).

Aus einem vom Benutzer vorgeschlagenen Niveauschema wird mit Hilfe der Energie- und Effizienz-Kalibrierung, den Konversionskoeffizienten, dem Feeding, dem Untergrundspektrum und der Art der Übergänge ein erwartetes Spektrum berechnet.

Die graphische Gegenüberstellung zum beobachteten Spektrum zeigt, ob die Intensitäten durch das Niveauschema beschrieben werden, oder ob noch Linienintensitäten erklärt werden müssen.

¹⁴auch mit additiven Gates

5. Niveauschema und dessen Diskussion

5.1. Gamma-Übergänge in ^{231}Pa

Die aus dem erhaltenen Summenspektrum (Abb. 5.1, S. 72) bestimmten Intensitäten und zugeordneten Übergänge finden sich in Tab. 5.1. Ein abgeleitetes Niveauschema ist in Abb. 5.4 (S. 75) und Abb. 5.5 (S. 78) dargestellt.

Tabelle 5.1: Energien und relative Intensitäten der nach Coulombanregung mit rückgestreuten 260 MeV ^{58}Ni Projektilen beobachteten γ -Übergänge in ^{231}Pa gemäß der Zugehörigkeit zu den 1/2[530], 3/2[651] und 1/2[400] + 1/2[660] Banden, markiert mit A, B und F.

Übergang			Ausgangszustand			Endzustand		Nachweis ^b
E_γ [keV]	I_γ^a	$I_{\gamma+e_K}^a$	E [keV]	Band	I^π	Band	I^π	
42.7 (8)	0.7 (4)	0.17 (10)	101.4	B	7/2 ⁺	A	7/2 ⁻	s
53.2 (8)	0.7 (3)	0.13 (6)	111.6	B	9/2 ⁺	A	7/2 ⁻	sd
57.2 (2)	7.8 (7)	1.3 (2)	168.9	A	11/2 ⁻	B	9/2 ⁺	sd
58.6 (2)	7.7 (6)	135 (15)	58.6	A	7/2 ⁻	A	3/2 ⁻	sd
60.3 (3)	2.8 (6)	6.5 (14)	171.5	B	11/2 ⁺	B	9/2 ⁺	sd
70.4 (3)	0.7 (2)	5.1 (20)	171.5	B	11/2 ⁺	B	7/2 ⁺	s
77.6 (2)	2.1 (2)	9.8 (10)	189.4	B	13/2 ⁺	B	9/2 ⁺	sd
			77.7	A	5/2 ⁻	A	3/2 ⁻	sd
81.6 (4)	1.4 (5)	0.2 (1)	193.2	A	9/2 ⁻	B	9/2 ⁺	d
83.8 [†] (4)	>1.5 (5)	>0.5 (4)	84.2	B	5/2 ⁺	A	3/2 ⁻	sd
91.4 (6)	4 (3)	0.5 (4)	193.2	A	9/2 ⁻	B	7/2 ⁺	d
110.20 (5)	100 (5)	100 (5)	168.8	A	11/2 ⁻	A	7/2 ⁻	sd
111.8 (2)	6.5 (6)	6.5 (6)	300.9	B	15/2 ⁺	B	13/2 ⁺	sd
115.5 (3)	1.6 (2)	1.3 (2)	193.2	A	9/2 ⁻	A	5/2 ⁻	sd
127.7 (1)	10.2 (8)	6.0 (5)	317.2	B	17/2 ⁺	B	13/2 ⁺	sd
129.2 (1)	8.0 (7)	4.5 (4)	300.9	B	15/2 ⁺	B	11/2 ⁺	sd
134.4 (2)	1.2 (3)	1.0 (3)	193.2	A	9/2 ⁻	A	7/2 ⁻	sd
139.75 (5)	48.2 (11)	6.7 (2)	329.2	A	15/2 ⁻	B	13/2 ⁺	sd
158.5 (3)	10.5 (15)	3.2 (5)	351.5	A	13/2 ⁻	A	9/2 ⁻	sd
160.13 (5)	268 (15)	78.8 (45)	329.2	A	15/2 ⁻	A	11/2 ⁻	sd
162.4 (5)	1.0 (5)	0.2 (1)	351.5	A	13/2 ⁻	B	13/2 ⁺	d
171.0 (2)	3.9 (3)	2.5 (2)	487.5	B	19/2 ⁺	B	17/2 ⁺	sd
177.96 (6)	16.5 (6)	3.8 (2)	495.2	B	21/2 ⁺	B	17/2 ⁺	sd

Tabelle 5.1: Fortsetzung

Übergang			Ausgangszustand			Endzustand		Nachweis ^b
E_γ [keV]	I_γ^a	$I_{\gamma+e_K}^a$	E [keV]	Band	I^π	Band	I^π	
180.0 (2)	2.3 (3)	0.28 (4)	351.5	A	13/2 ⁻	B	11/2 ⁺	sd
183.3 (2)	1.2 (2)	0.7 (1)	351.5	A	13/2 ⁻	A	11/2 ⁻	sd
186.6 (1)	7.1 (3)	1.5 (1)	487.5	B	19/2 ⁺	B	15/2 ⁺	sd
196.8 (3)	1.5 (3)	0.18 (4)	525.3	F	13/2 ⁺	A	15/2 ⁻	s
199.82 (6)	71.0 (25)	13.4 (5)	551.4	A	17/2 ⁻	A	13/2 ⁻	sd
206.88 (5)	206 (10)	36.9 (20)	536.2	A	19/2 ⁻	A	15/2 ⁻	sd
218.93 (6)	47.2 (9)	5.6 (1)	536.2	A	19/2 ⁻	B	17/2 ⁺	sd
223.0 (3)	1.8 (5)	0.6 (2)	551.4	A	17/2 ⁻	A	15/2 ⁻	sd
	0.1 (1)	0.01 (1)	392.4	F	9/2 ⁺	A	11/2 ⁻	s
226.6 (1)	12.0 (6)	1.9 (1)	721.9	B	25/2 ⁺	B	21/2 ⁺	sd
233.2 (5)	2.8 (3)	0.9 (1)	728.4	B	23/2 ⁺	B	21/2 ⁺	sd
234.5 (5)	0.8 (3)	0.09 (4)	551.3	A	17/2 ⁻	B	17/2 ⁺	d
236.58 (8)	54.7 (15)	8.4 (3)	788.0	A	21/2 ⁻	A	17/2 ⁻	sd
240.9 (5)	3.2 (3)	0.48 (5)	728.4	B	23/2 ⁺	B	19/2 ⁺	sd
	0.8 (3)	0.09 (4)	317.9	F	3/2 ⁺	A	5/2 ⁻	s
249.8 (1)	100.7 (25)	14.7 (4)	786.0	A	23/2 ⁻	A	19/2 ⁻	sd
250.5 (2)	2.9 (3)	0.33 (4)	551.4	A	17/2 ⁻	B	15/2 ⁺	d
252.1 (5)	1.8 (6)	0.5 (1)	788.0	A	21/2 ⁻	A	19/2 ⁻	sd
253.2 (4)	3.2 (4)	0.37 (5)	311.8	F	5/2 ⁺	A	7/2 ⁻	s
258.9 (3)	0.4 (2)	–						s
265.5 (10)	0.3 (2)	0.03 (2)	273.7	F	1/2 ⁺	A	1/2 ⁻	s
269.1 (1)	19.5 (6)	2.69 (8)	1057.0	A	25/2 ⁻	A	21/2 ⁻	sd
271.4 (3)	1.3 (4)	0.32 (9)	1057.0	A	25/2 ⁻	A	23/2 ⁻	d
272.5 (2)	4.9 (4)	0.67 (6)	994.1	B	29/2 ⁺	B	25/2 ⁺	sd
273.6 (3)	1.5 (5)	0.17 (6)	273.7	F	1/2 ⁺	A	3/2 ⁻	s
280.6 (5)	0.2 (1)	0.05 (3)	1355.6	A	29/2 ⁻	A	27/2 ⁻	sd
288.7 (2)	28.0 (3)	3.70 (4)	1074.7	A	27/2 ⁻	A	23/2 ⁻	sd
290.8 (2)	23.9 (2)	2.74 (3)	786.0	A	23/2 ⁻	B	21/2 ⁺	sd
290.8 (3)	1.2 (2)	0.16 (3)	1019.1	B	27/2 ⁺	B	23/2 ⁺	d
293.1 (5)	0.8 (4)	0.09 (4)	785.6	A	21/2 ⁻	B	21/2 ⁺	d
298.0 (5)	0.4 (2)	0.09 (4)	1020.9	B	27/2 ⁺	B	25/2 ⁺	d
298.6 (3)	4.6 (2)	0.60 (3)	1355.6	A	29/2 ⁻	A	25/2 ⁻	sd
300.5 (3)	1.8 (2)	0.20 (3)	788.0	A	21/2 ⁻	B	19/2 ⁺	sd
308.9 (3)	1.4 (2)	0.16 (2)	317.9	F	3/2 ⁺	A	1/2 ⁻	s
311.6 (3)	1.5 (2)	0.17 (2)	311.8	F	5/2 ⁺	A	3/2 ⁻	s
314.2 (3)	1.2 (3)	0.15 (4)	1309.4	B	33/2 ⁺	B	29/2 ⁺	sd
317.6 (3)	0.8 (3)	0.09 (4)	317.9	F	3/2 ⁺	A	3/2 ⁻	s
323.8 (2)	7.0 (6)	0.88 (7)	1398.7	A	31/2 ⁻	A	27/2 ⁻	sd
327.7 (3)	1.1 (5)	0.14 (7)	1683.2	A	33/2 ⁻	A	29/2 ⁻	sd
328.7 (3)	1.2 (5)	0.15 (6)	1057.0	A	25/2 ⁻	B	23/2 ⁺	d
330.9 (3)	2.2 (4)	0.25 (4)	408.6	F	7/2 ⁺	A	5/2 ⁻	s
333.5 (2)	4.5 (5)	0.50 (5)	392.3	F	9/2 ⁺	A	7/2 ⁻	s
338.3 (3)	0.8 (2)	0.10 (2)	1357.4	B	31/2 ⁺	B	27/2 ⁺	sd
349.7 (3)	2.3 (3)	0.25 (3)	542.9	F	11/2 ⁺	A	9/2 ⁻	s
352.6 (5)	0.6 (4)	0.07 (4)	1659.3	B	37/2 ⁺	B	33/2 ⁺	d
352.8 (2)	7.2 (4)	0.78 (4)	1074.7	A	27/2 ⁻	B	25/2 ⁺	sd

Tabelle 5.1: Fortsetzung

Übergang			Ausgangszustand			Endzustand		Nachweis ^b
E_γ [keV]	I_γ^a	$I_{\gamma+e_K}^a$	E [keV]	Band	I^π	Band	I^π	
355.8 (3)	0.9 (3)	0.11 (3)	1754.5	A	35/2 ⁻	A	31/2 ⁻	d
356.2 (2)	2.8 (5)	0.30 (5)	525.3	F	13/2 ⁺	A	11/2 ⁻	sd
357.2 (8)	0.4 (3)	0.05 (3)	2038.8	A	37/2 ⁻	A	33/2 ⁻	d
365.4 (2)	2.0 (3)	0.22 (3)	716.9	F	15/2 ⁺	A	13/2 ⁻	sd
376.4 (2)	2.9 (3)	0.31 (3)	705.2	F	17/2 ⁺	A	15/2 ⁻	sd
385.1 (3)	0.5 (2)	0.06 (2)	2135.6	A	39/2 ⁻	A	35/2 ⁻	s
394.5 (4)	1.6 (3)	0.18 (3)	929.9	F	21/2 ⁺	A	19/2 ⁻	sd
			945.8	F	19/2 ⁺	A	17/2 ⁻	sd
404.2 (2)	3.2 (4)	0.35 (4)	1398.7	A	31/2 ⁻	B	29/2 ⁺	sd
408.1 (3)	0.9 (3)	0.10 (3)	1196.0	F	23/2 ⁺	A	21/2 ⁻	sd
415.5 (2)	3.1 (4)	↖						s
424.6 (3)	1.3 (2)	↖						s
446.9 (5)	0.3 (1)	0.03 (1)	1754.5	A	35/2 ⁻	B	33/2 ⁺	sd
458.5 (4)	0.7 (3)	↖						s
460.7 (4)	0.9 (3)	↖						s
474.1 (3)	2.0 (3)	↖						s
479.0 (6)	0.5 (3)	0.05 (3)	2138.8	A	39/2 ⁻	B	37/2 ⁺	sd
486.2 (3)	1.2 (2)	↖						s
495.8 (3)	0.6 (2)	↖						s
502.5 (3)	0.6 (2)	↖						s
505.6 (3)	0.6 (2)	↖						s
552.0 (3)	0.7 (2)	↖						s
554.1 (3)	1.0 (2)	↖						s
564.1 (2)	0.4 (2)	↖						s
606.3 (2)	0.7 (2)	↖						s
621.7 (4)	0.4 (2)	↖						s
645.0 (2)	0.7 (2)	↖						s
651.0 (4)	0.5 (2)	↖						s
667.4 (2)	0.7 (2)	↖						s
683.3 (2)	0.9 (2)	↖						s
687.5 (2)	1.1 (2)	↖						s

^a Die γ - und totalen $\gamma + e_K$ Intensitäten sind auf die 110.2 keV Linie normiert.

Konversionskoeffizienten nach [RFAP:78] (vgl. Abb. 6.1, S. 92) wurden für die Übergänge verwendet.

^b Nachweis aus: s) Teilchen- γ , d) Teilchen- γ - γ Koinzidenz Spektren.

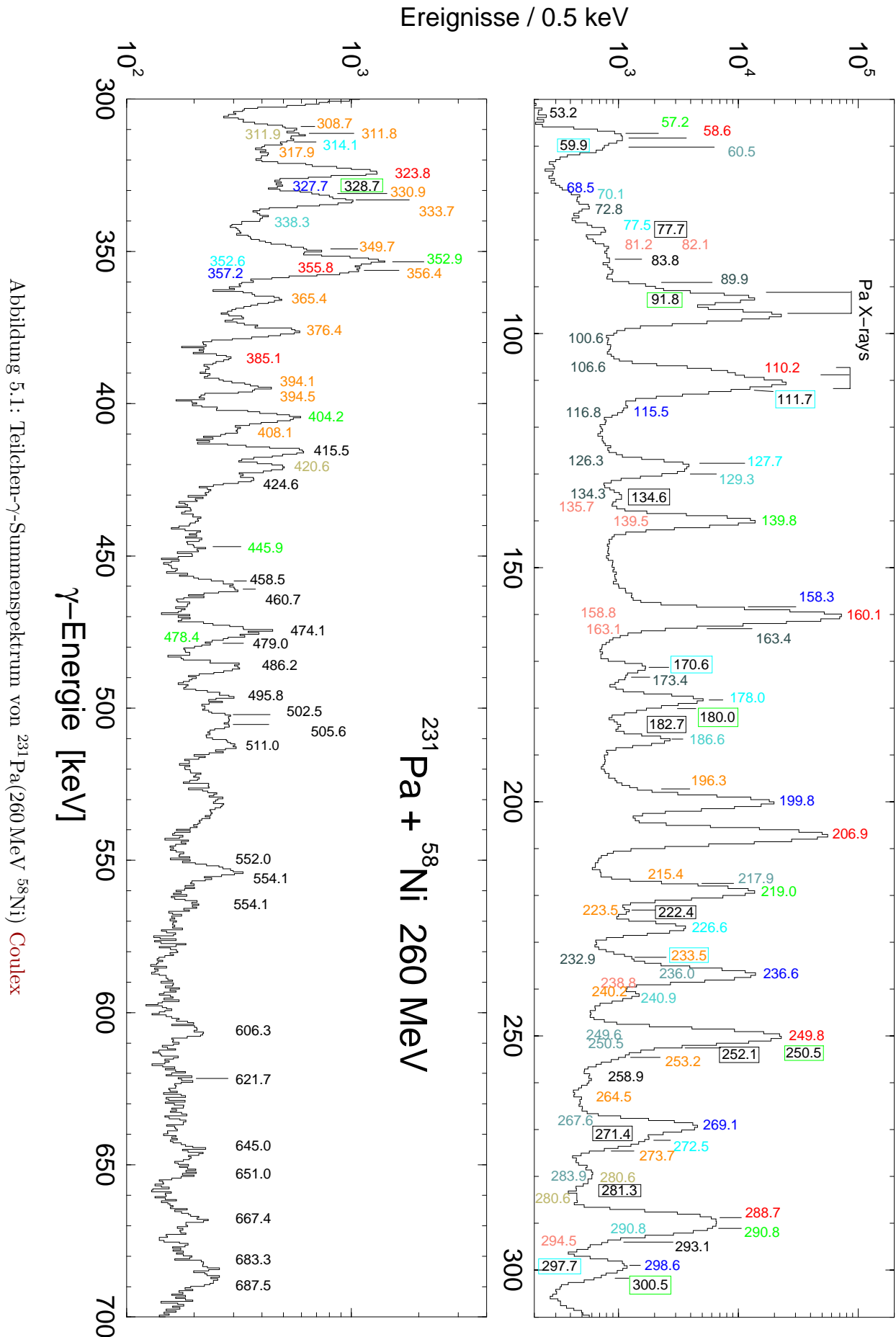
|| Doppellinie

↖ Zuordnung unklar

† Da der 84.2 keV Übergang von der Radium-Röntgenlinie bei 83.780(20) keV überlagert wird (Abb. 3.5, S. 41), ist nur eine obere Abschätzung der gemessenen Intensität nach Untergrundabzug möglich.

Wegen anomaler Konversion wird der experimentelle Konversionskoeffizient [Sch:93] verwendet.

Der Isomerlebensdauer 45.1(13) ns entspricht eine freie Flugstrecke, die aus dem Raumwinkel der γ -Detektoren führt. Nur der Bruchteil innerhalb des Nachweisbereiches zerfallender Kerne wird erfasst; meist gestoppt im Target und der Kammerwand. Für Zerfälle außerhalb der Targetmitte ist eine Korrektur der Effizienzkalibrierung notwendig. Die wahre Zerfallsintensität wird dann unterschätzt.



Zur Bestimmung des Summenspektrums werden die Teilchen- γ -Koinzidenzen aller 20 Detektoren nach Dopplerkorrektur addiert. Im Folgenden werden die beobachteten Übergänge und das daraus abgeleitete Niveauschema betrachtet.

Trägt man die experimentell gefundenen Energien der Zustände gegen den Spin auf (Abb. 5.2), so erkennt man, dass die Bänder in je zwei Unterbänder geordnet werden können. Die Yrast-zustände des Grundzustandsbandes reichen bis $I = 5/2^-$ bzw. $11/2^-$, dann übernimmt das $3/2^+[651]$ Band die Yrast-Rolle. Der beobachtete Fluss der Intensität aus dem Grundzustandsband in das Yrastband über starke E1 Übergänge (Abb. 4.1, S. 62) wird so verständlich.

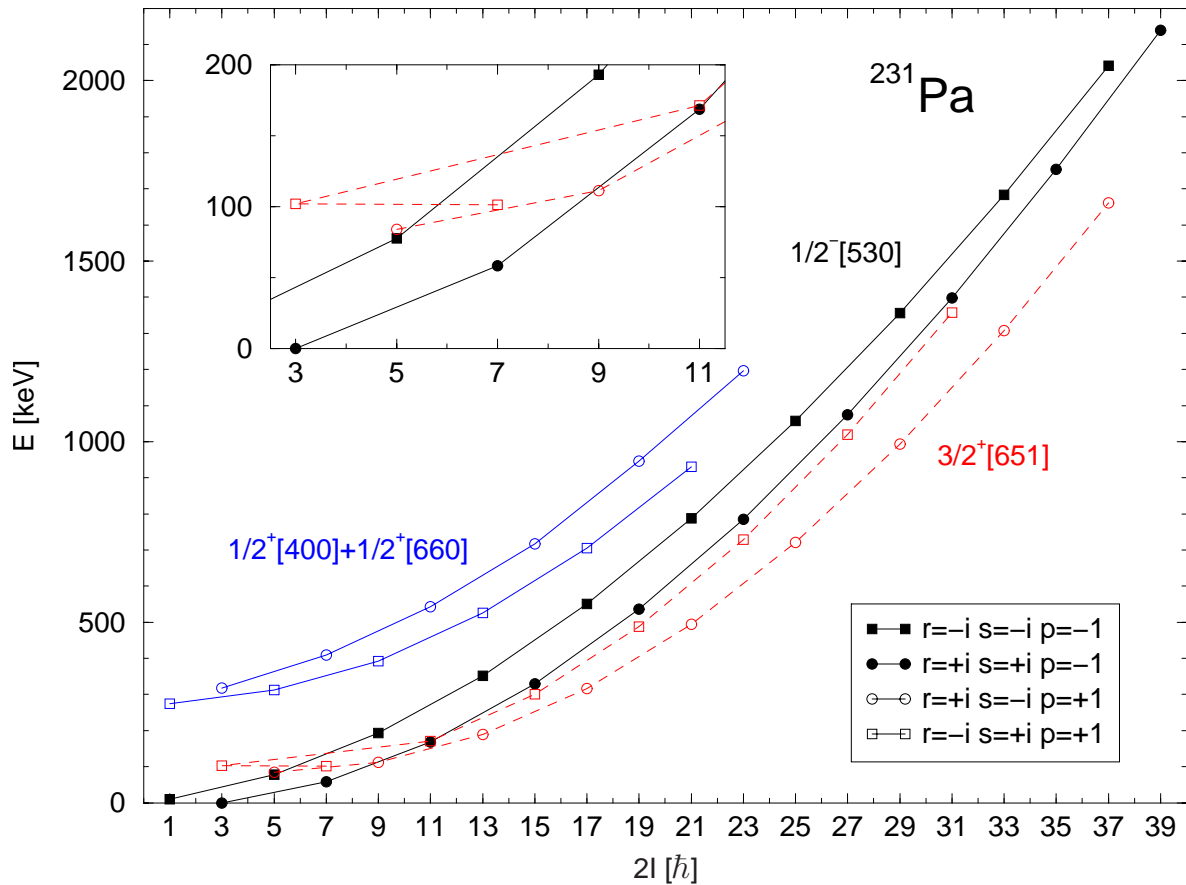


Abbildung 5.2: Die Yrastzustände und andere experimentelle Energien in ^{231}Pa

Nach [NO:85] definieren wir die Signatur r und den Simplex s eines Zustandes I^p mit Spin I und Parität p als

$$r = e^{-i\pi I} \quad (5.1)$$

$$p = rs \quad (5.2)$$

Die Quantenzahlen folgen aus den Symmetrien im intrinsischen System (Abs. 1.2, S. 10).

Für halbzahlige I gilt $r = -i \sin(\pi I)$, mithin

$$\begin{array}{ll} r = +i & I = \frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{11}{2}, \dots \\ r = -i & I = \frac{1}{2}, \frac{5}{2}, \frac{9}{2}, \dots \end{array} \quad \text{und} \quad \begin{array}{ll} s = +i & I^p = \frac{1^+}{2}, \frac{3^-}{2}, \frac{5^+}{2}, \frac{7^-}{2}, \dots \\ s = -i & I^p = \frac{1^-}{2}, \frac{3^+}{2}, \frac{5^-}{2}, \frac{7^+}{2}, \dots \end{array}$$

Ein Band besitzt Zustände mit $\Delta I \geq 1$. Die Signatur ordnet die Niveaus eines Bandes zwei Unterbändern (Zweigen) zu. Innerhalb eines Signaturzweiges r gilt $\Delta I \geq 2$.

Zweige mit jeweils anderem Vorzeichen der Signatur in den Paritätspartnerbändern werden durch die Simplexquantenzahl einander zugeordnet, so dass innerhalb des Simplex $\Delta I \geq 1$ gilt. In [Abb. 5.3](#) gruppieren sich die Zustände von ^{231}Pa nach den eingeführten Quantenzahlen.

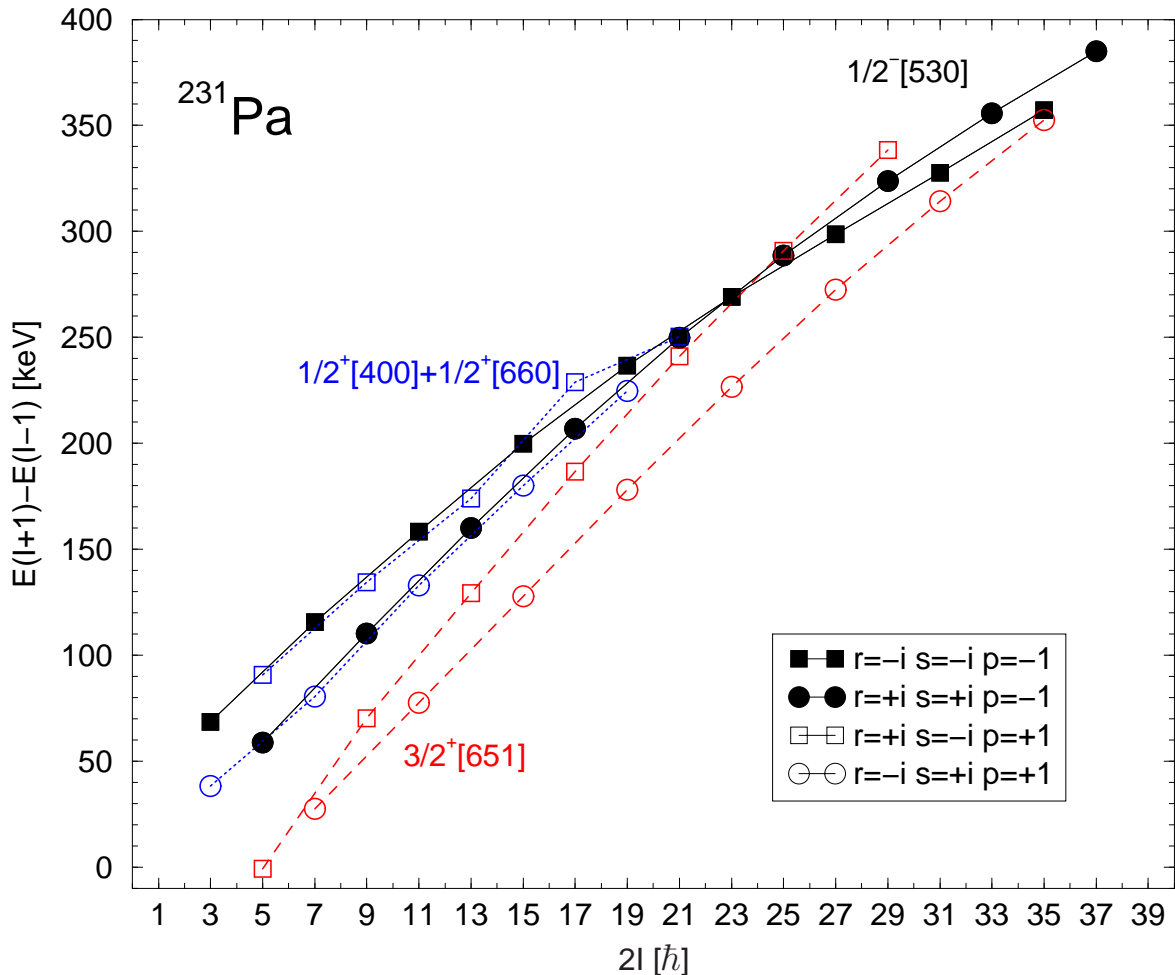


Abbildung 5.3: Energiedifferenzen der experimentell bestimmten Niveaus innerhalb der mit größter Intensität beobachteten Bänder von ^{231}Pa . Die Quantenzahlen r, s der Differenzen sind bezogen auf die beteiligten Niveaus mit $I \pm 1$.

5.1.1. Inbandübergänge im A $1/2[530]$ Grundzustandsband

Das A $1/2[530]$ Grundzustandsband zerfällt aufgrund des $K \neq 0$ in zwei Gruppen, die im Folgenden durch den Phasenfaktor $(-1)^{I+K}$ der Signatur gekennzeichnet werden. In [\[dBGL:92b\]](#) wurde die Bandengruppe positiver Signatur bis $23/2^-$ beobachtet, die negativer bis $9/2^-$. Dies konnte durch die Experimente mit ^{32}S am Tandem-Beschleuniger Labor der Universitäten Münchens [Abs. 2.8.1 a \(S. 32\)](#) bis $23/2^-$ bzw. $21/2^-$ [\[LdBG:96\]](#) bestätigt und erweitert werden. Die Zustände bis $31/2^-$ bzw. $29/2^-$ wurden durch Vergleich von beobachteten Linien

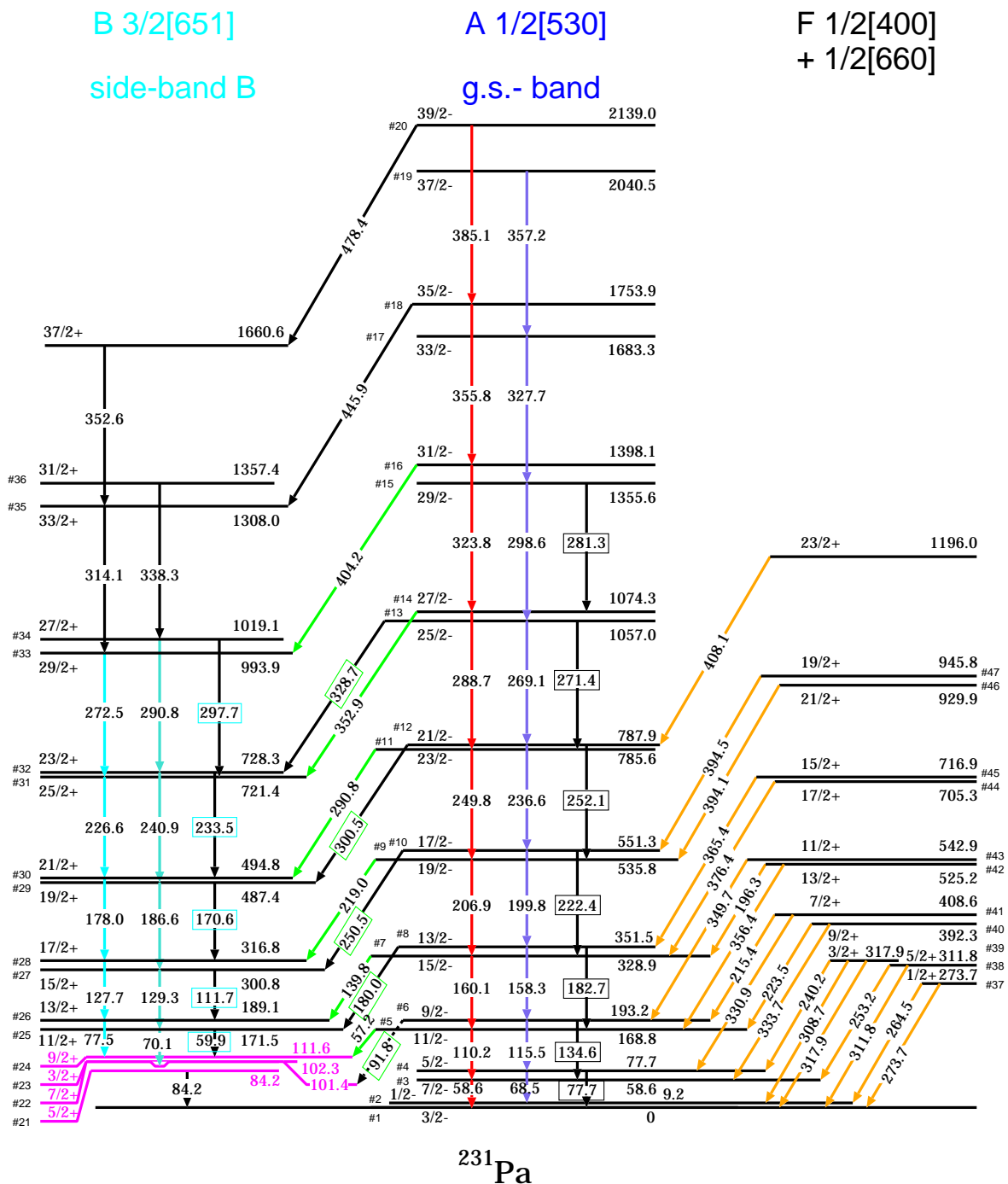


Abbildung 5.4: Die Bänder A 1/2[530], B 3/2[651], F 1/2[400]+1/2[660] und verbindende Übergänge. Die angegebenen Nummern kennzeichnen die für die GOSIA-Rechnung verwendete Zuordnung. Das Farbschema der Übergänge entspricht dem der experimentellen Beobachtung in (Abb. 4.1, S. 62). Farbige Niveaus wurden hierbei nicht oder nicht schlüssig beobachtet.

und nach dem Rotationsmodell erwarteten Übergängen als Vorschlag zugewiesen, wobei sich die vorgeschlagenen Energiezuweisungen innerhalb einem Fehler von 2 keV bestätigen. Die **NORDBALL** Experimente erlauben eine eindeutige Zuweisung bis $39/2^-$ bzw. $37/2^-$.

a) innerhalb positiver Signatur

Die Gruppe positiver Signatur baut auf dem $3/2^-$ Grundzustand auf und zeigt die Übergänge stärkster Intensität.

b) signaturwechselnd

Bei Koinzidenz auf Übergänge wie $19/2^- \rightarrow 15/2^-$ wird durch die Beobachtung der höher liegenden Zustände der Gruppe negativer Signatur direkt bestätigt, wie bereits in [dBGL:92b] als Erklärung angegeben, dass ein großer Teil der Intensität aus der Gruppe negativer Signatur über M1 Übergänge die Zustände positiver Signatur bevölkert und der umgekehrte Weg stark unterdrückt ist. Durch einen Wert des magnetischen Entkopplungsparameters $b \approx 1$ werden für M1 Zerfälle die Übergangintensitäten $I \rightarrow I \pm 1$ um einen Faktor $(1 \pm b)^2$ stark moduliert (Gl. 6.19, S. 97).

c) innerhalb negativer Signatur

Die Übergänge innerhalb negativer Signatur sind, da die Ausgangszustände negativer Signatur durch signaturwechselnde Übergänge entvölkert werden, entsprechend schwächer als Übergänge innerhalb der positiven Signatur. Oberhalb $25/2^-$ ändert sich die Ordnung der Zustände. Man beobachtet dort etwa gleiche Intensitäten für beide Zweige.

5.1.2. Interbandübergänge zwischen A $1/2[530]$ Grundzustandsband und B $3/2[651]$ Seitenband

Die in $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen nachweisbare Fütterung des $3/2[651]$ Seitenbandes aus dem Grundzustandsband hat Intensitäten vergleichbar mit Übergängen negativer Signatur innerhalb des Grundzustandsbandes.

Aus der gemessenen γ -Winkelverteilung ergeben sich E1 Übergänge (Tab. 5.2).

Die hohe Intensität lässt sich wegen des Übergangs in die **Yrast**zustände verstehen (Abs. 5.1, S. 73). Die Spinordnung ermöglicht erst ab dem Zustand $11/2^+$ einen E1 Rückübergang in das

Übergang	E1 (theo.)	Experiment	E2/M1 (theo.)
$15/2^- \rightarrow 13/2^+$	1.11(2)	1.15(2)	0.99(1)
$19/2^- \rightarrow 17/2^+$	1.14(2)	1.17(3)	0.95(2)
$27/2^- \rightarrow 25/2^+$	1.24(3)	1.29(9)	0.84(2)

Tabelle 5.2: Vergleich der Winkelverteilung von Übergängen des Grundzustandsbandes in das Seitenband B. Für jeden Detektor wurde die Linienintensität auf den $15/2^- \rightarrow 11/2^-$ Übergang im Grundzustandsband normiert. Angegeben wird das Verhältnis der Detektorsummen von äußeren zu inneren Ringen. Die Fehler der theoretischen Rechnung wurden durch Variation der Übergangsmatrixelemente innerhalb physikalisch sinnvoller Grenzen bestimmt.

Grundzustandsband, das mit $I = 5/2^-$ bzw. $11/2^-$ wieder die Rolle des **Yrast**bandes übernimmt. Der Rückfluss der Intensität führt zu geringer Intensität am Rande der Nachweisgrenze für Inbandzerfälle ab $11/2^+$. Unterhalb $11/2^+$ ist wegen der geringen Übergangsenergien und damit der großen Konversionskoeffizienten kein direkter Nachweis mehr möglich. Die Einfütterung in das Grundzustandsband und der weitere Inbandzerfall sind im $\gamma\gamma$ -Spektrum indirekt mit Gates im Grundzustandsband durch Flussbetrachtungen nachweisbar.

Die Statistik ließ eine Fütterung aus höheren Zuständen des Grundzustandsbandes in vorherigen Experimenten mit leichten Projektilen nicht erkennen; und so war keine eindeutige Zuweisung möglich.

In [dBGL:92b, Spr:93] blieben drei experimentell beobachtete starke Linien bei 127.7, 139.8 und 219.0 keV unverstanden. Der erste Übergang $17/2^+ \rightarrow 13/2^+$ ist innerhalb B, die beiden letzteren $15/2^- \rightarrow 13/2^+$ und $19/2^- \rightarrow 17/2^+$ sind Übergänge in Zustände des B $3/2[651]$ Seitenbandes.

5.1.3. B $3/2[651]$ Seitenband

Die Experimente am **NORDBALL** ließen das $3/2[651]$ Seitenband vom Zustand $11/2^+$ bis $29/2^+$ durch Koinzidenzen verfolgen und bis zum Zustand $37/2^+$ bzw. $31/2^+$ unter Verwendung der Einzelspektren.

Die Inbandübergänge oberhalb $11/2^+$ wurden durch Koinzidenzen beobachtet. Der dem $13/2^+$ Zustand nachfolgende 77.5 keV Inbandzerfall zu Spin $9/2^+$ ist stark konvertiert, so dass er an der Nachweisgrenze liegt. Die im Spin niedrigeren Zustände werden auch zum Grundzustandsband entvölkert und die Intensitäten dieser Inbandübergänge werden noch stärker reduziert, so dass sie direkt nicht beobachtet werden können.

Gates auf die gesammelte Einfütterung in das Grundzustandsband unterhalb Spin $11/2^-$ weisen $3/2[651]$ Inbandlinien und Fütterungslinien auf, so dass der Intensitätsrückfluss auf die unbeobachteten Zwischenzustände hinweist.

In der Konversionselektronenspektroskopie und bei der Beobachtung des radioaktiven Zerfalls [Sch:93] können nur die Zustände bis $9/2^+$ sicher beobachtet werden [dPdSdC:70, HTPK:75]. In [EKCF:75] wird ein $13/2^+$ Zustand mit 189(1) keV angegeben, wobei der Transfer-Wirkungsquerschnitt mit theoretischen Rechnungen übereinstimmt.

Die unterschiedlichen Messungen bestätigen die Zusammengehörigkeit der Zustände zu einem gemeinsamen Band mit hoher Wahrscheinlichkeit. Die Betrachtung der Energieabstände (Abb. 5.3, vorige D.) erhärtet diese Zuordnung.

5.1.4. Interbandübergänge A $1/2[530]$ Grundzustandsband und F $1/2[400] + 1/2[660]$ Seitenband

Das $1/2[400]+1/2[660]$ Paritätspartner-Seitenband anderer Parität wird durch E3 vom Grundzustandsband aus angeregt. Der E1 Rückzerfall in das Grundzustandsband wird beobachtet und dominiert gegenüber E2/M1 Inbandzerfall. Die E1 Intensitäten sind aber deutlich schwächer als die Fütterung im $3/2[651]$ Seitenband, da die Ausgangsniveaus schwächer populiert sind.

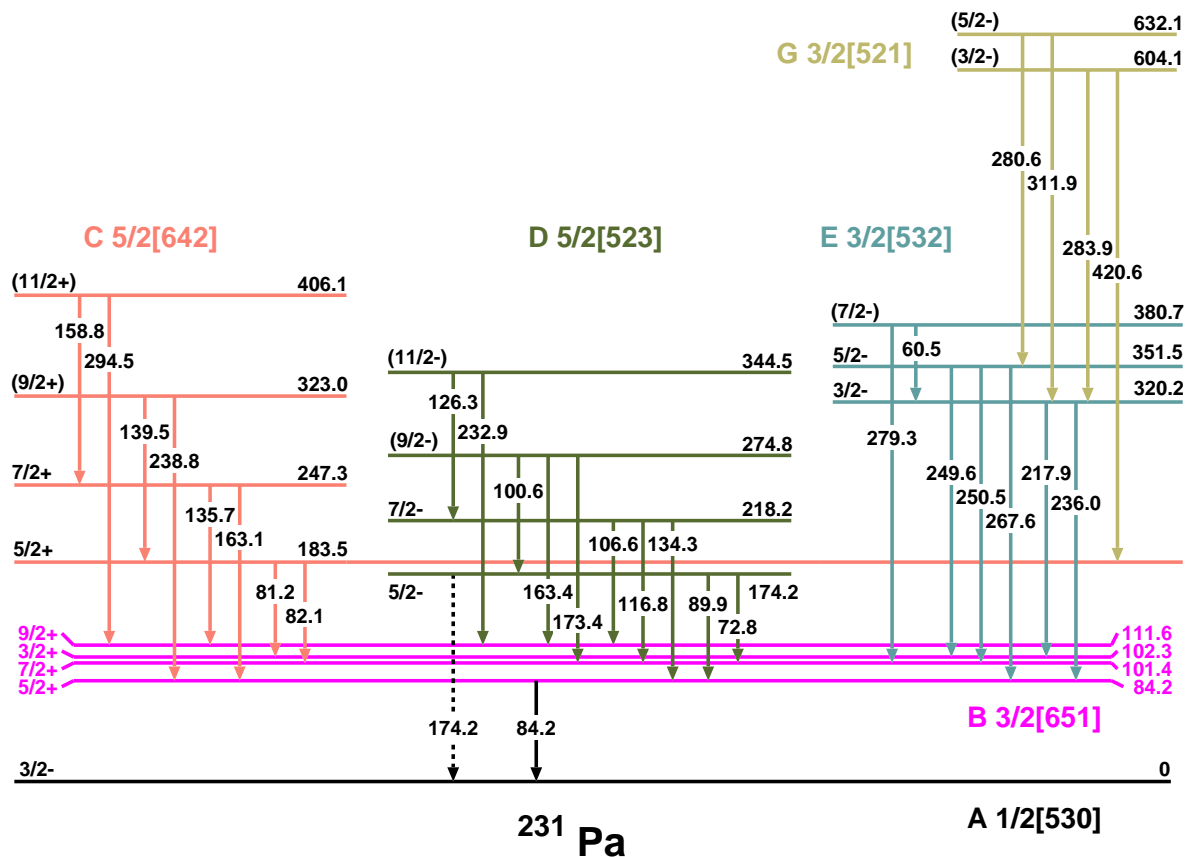


Abbildung 5.5: Andere Seitenbänder

5.1.5. F $1/2[400]+1/2[660]$ Seitenband

Inbandübergänge im $1/2[400]+1/2[660]$ Seitenband konnten in Koinzidenz nicht beobachtet werden. Im nicht koinzidenten Spektrum kann den Übergangsenergien eine maximale Linienintensität an der Nachweisgrenze zugewiesen werden.

5.1.6. andere Seitenbänder

Die Bevölkerung weiterer Seitenbänder wurde sowohl mit ^{32}S , als mit ^{58}Ni beobachtet. Koinzidenzinformationen liegen nicht vor. Ein Versuch der Zuordnung ausgehend von [Sch:93] findet sich in (Abb. 5.5).

5.2. Interpretation der Daten im Rotationsmodell

Eine allgemeine Entwicklung von Zustandsenergien $E(K, I)$ mit Spin I eines K -Bandes ist gemäß [BM:75, (4-62)] für schwache Bandenkopplung im Rotationsmodell möglich:

$$E(K, I) = \sum_{i=0}^{\infty} \left[A_i + (-1)^{I+K} a_i \frac{(I+K)!}{(I-K)!} \right] [I(I+1)]^i \quad (5.3)$$

und durch Substitution von $I(I+1)$ durch $I(I+1) - K^2$ gegebenenfalls verbesserbar, wie in [BR:71, (12)] verwendet. Die Störungen der Corioliswechselwirkung sind Terme proportional a_i der Ordnung I^{2K} . Die Anregungsenergien E_{rot} innerhalb eines $K = 1/2$ Rotationsbandes beschreiben wir vorerst in der Näherung:

$$E_{\text{rot}} = E_0 + A(I) \left[I(I+1) + \left(I + \frac{1}{2}\right) (-1)^{(I+1/2)} a(I) \right]. \quad (5.4)$$

Der Trägheitsparameter A berechnet sich aus dem Trägheitsmoment J nach $A = \hbar^2/(2J)$.

Ein Entkopplungsparameter¹ $a(I) \neq 0$ führt zu einer energetischen Aufspaltung in zwei Zweige unterschiedlicher Signatur. Bei einem Entkopplungsparameter $|a| > 1$ kann eine Vertauschung in der Folge der Spins eintreten, so dass eine höhere Energie eines Niveaus nicht einen höheren Spin zur Folge hat. So hat in ^{231}Pa der Grundzustand des $K^\pi = 1/2^-$ Bandes den Spin $3/2^-$.

Die nach einem Fit mit Gl. 5.4 angepassten Energiewerte von ^{231}Pa stimmen für von I unabhängige A, a im Bereich bis 800 keV mit Abweichungen von 10 keV mit den experimentellen Werten überein. Zur Verbesserung werden spinabhängige Korrekturen eingeführt [LdBG:96].

In Anlehnung an das Kurbel²-Modell einer spinabhängigen Änderung der Dichteverteilung³ des Kerns bei Drehung des ruhenden axialsymmetrischen Potentials um eine Achse senkrecht zur Symmetrieachse wird der Trägheitsparameter nach $A(I) = A(1 - k_1 I^2)$ modifiziert. Für $k_1 I^2 \ll 1$ entspricht dies der Näherung $J = J_0(1 + k_1 I^2)$ [LdBG:96].

Die Corioliswechselwirkung mit den $K = 1/2$ und $K = 3/2$ Banden wird nach [dBGL:92b]

$$a(I) = a \left[1 - \epsilon^2 (I - 1/2) (I + 3/2) \right] \quad (5.5)$$

berücksichtigt.

Die beste Anpassung (Fit) von Parametern nichtlinearer analytischer Funktionen an die experimentellen Daten verwendet eine generalisierte Methode kleinster quadratischer Abweichung mit einer χ^2 -Statistik nach der Marquardt-Levenberg Methode [Lev:44, Mar:63] z.B. mit dem Programm Fudgit [Lac:94].

Neben den besten Fitparametern und deren Standardabweichung (Fehler) erhält man eine Maßzahl⁴ χ^2/n der Abweichung des Modells (Funktion der Parameter des besten Fits) zu allen experimentellen, fehlerbehafteten Messwerten bei n statistischen Freiheitsgraden⁵. Bei N experimentellen Messwerten und k unabhängigen Modellparametern ist $n = N - k$. Das

¹Decouplingparameter

²cranking

³stretching

⁴vgl. auch [Gpdg:00] und Abschnitt zum Fit der Matrixelemente (Abs. 6.3.1, S. 93).

⁵unabhängig verteilte Zufallsvariable

Konzept der Freiheitsgrade geht von einer gleichen Relevanz aller Parameter des Modells aus. Je nach Modellsystem können Parameter mit stark unterschiedlicher Sensitivität experimentelle Observablen beschreiben; z.B. hat das Matrixelement eines Gammaübergangs meist den größten Einfluss auf den Übergang selbst und nur geringe Auswirkungen auf vorhergehende oder nachfolgende Übergänge. Gegebenenfalls ist eine alternative Fehleranalyse nötig (vgl. [Abs. 6.3.5 b](#), [S. 104](#)).

Das Signifikanzniveau $SL(\chi^2, n)$ gibt an, wie „aussagekräftig“⁶ das Modell ist.

Bei angenommener Gaußverteilung der Fehler wird z.B. für SL -Werte größer als 0.001 das Modell als konsistent mit dem Experiment angesehen, aber erst für Werte kleiner als $6 \cdot 10^{-5}$ (entsprechend 5σ) als nicht mit dem Experiment übereinstimmend verworfen, wobei für die Festlegung der Grenzen keine eindeutigen Regeln existieren [[Gpdg:00](#)]. Da speziell für $n \gg 1$ $SL(\chi^2/n = 1, n) \approx 0.5$ ist, wird ein $\chi^2/n \approx 1$ im Fit angestrebt.

Beim Test eines Modells können Parameter mit vergleichsweise kleinen Fehlern auftreten, obwohl ein $\chi^2/n \gg 1$ für eine große Zahl von Freiheitsgraden n vorliegt. Die Fitparameter mit Fehlern alleine, ohne die Überprüfbarkeit der Signifikanz, wie in der Literatur oft gefunden, lassen keine sinnvolle Aussage über die Gültigkeit eines Modells zu. Ein kleinerer Fehler bedeutet insbesondere nicht ein besseres Modell.

In [[Pie:96](#)] wird die unphysikalische Angabe von a in [Gl. 5.4](#) ([vorige D.](#)) auf z.B. 4 Stellen in [[SL:83](#)] bemängelt, wo das Gleichungssystem mit drei Variablen und drei Messwerten gelöst wurde. Wegen $n = 0$ und $\chi^2 = 0$ ist keine statistische Aussage zu dem Modell möglich. Durch die exakte Lösung mit allen möglichen Tripeln von bekannten experimentellen Messwerten berechnet [[Pie:96](#)] einen möglichen Wertebereich („Messfehler“) für a .

Diese Methode weicht vom verwendeten statistischen Lösungsansatz ab, wo das akzeptierte Signifikanzniveau entscheidet, ob ein Modell als unwahrscheinlich verworfen werden muss. Das während des Fits als allein gültig vorgegebene Modell reduziert statistisch die relativen Fehler der gefitteten Modellparameter mit zunehmendem n und die Parameter sind nur zum Vergleich weiterer Messungen mit dem identischen Modell geeignet. Bei Modellabweichungen erhöht sich stattdessen χ^2/n . Wenn nicht unterschieden werden kann, welches Modell gültig ist (z.B. welche oder wie viele Parameter notwendig sind), so ist dies als systematische Fehler zu berücksichtigen, wenn die bestimmten Modellparameter als Grundlage weiterer Rechnungen dienen⁷.

5.2.1. Das Grundzustandsband und sein Paritätspartner

Die Abweichungen der experimentellen Energien von der Modellrechnung nehmen zu höheren Spins zu ([Abb. 5.6](#)). Bis zu Spin $23/2^-$ können Modellabweichungen kleiner als 2 keV erreicht werden.

⁶Die Wahrscheinlichkeit einer schlechteren Übereinstimmung (größeres χ^2) des Modells für viele Experimente gleichen Typs.

⁷Anschaulich entsprechen kleine Fehler einem Minimum in der χ^2 Hyperfläche von dem in alle Richtungen ein steiler Anstieg ausgeht. Die Fläche wird durch das Vorurteil des Modells festgelegt. Ein möglicherweise gleich wahrscheinliches Modell könnte einen flacheren Anstieg oder ein anderes Minimum besitzen. Beim Fit von Doppellinien können z.B. bei gleich gutem Fit mit verschiedenen Modellen die zugewiesenen Intensitäten stärker abhängig von der Linienform und dem Untergrund werden, als die Fehler innerhalb eines vorgegebenen Modells (z.B. Gaußform) erwarten lassen.

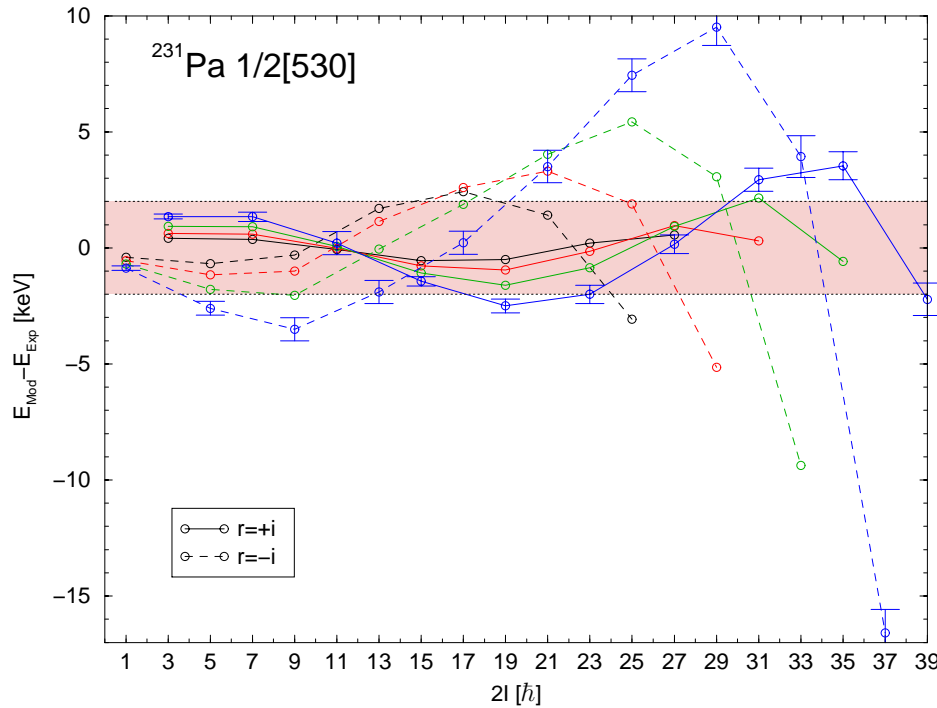


Abbildung 5.6: Dargestellt ist die Differenz der experimentellen Energien des Grundzustandsbandes zu der Modellrechnung nach Gl. 5.4 (vorige D.) mit 5 Parametern. Berücksichtigt wird eine zunehmende Anzahl von Zuständen mit maximalem Spin $I_{\max} = (27/2, 31/2, 35/2, 39/2)\hbar$. Die Abweichungen sind für jede Rechnung getrennt nach Signaturen mit Linien verbunden, um die Zusammengehörigkeit zu kennzeichnen. Der Abweichungsbereich kleiner als 2 keV ist farbig markiert. Der Bereich der Signatur $r = +i$ kann bis $I = 39/2$ beschrieben werden. Der Zweig der Signatur $r = -i$ beginnt ab $I = 25/2$ systematisch abzuweichen. Die für jeweils einen Spinwert gleichen experimentellen Messfehler sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nur an einem Graphen eingezeichnet.

Die Modellparameter sind bei einem Fit bis zu 1100 keV (Spins $27/2^-$, $21/2^+$, $29/2^+$):

$$K^\pi = 1/2^- \quad A = 6.332(4) \text{ keV}, a = -1.448(5), \epsilon^2 = 0.00252(3), k_1 = 0.000440(5) \\ \chi^2/n = 13 \text{ mit } n = 9 \text{ Freiheitsgraden} \quad E_0 = -5.12(7) \text{ keV}$$

$$K^\pi = 1/2^+ \quad A = 6.14(2) \text{ keV}, a = 1.287(11), \epsilon^2 = 0.00168(12), k_1 = 0.00027(3) \\ \chi^2/n = 24 \text{ mit } n = 6 \text{ Freiheitsgraden} \quad E_0 = 279.6(3) \text{ keV}$$

$$K^\pi = 3/2^+ \quad A = 3.008(9) \text{ keV}, a = 0.720(12), \epsilon^2 = -0.00571(15), k_1 = -0.00275(2) \\ \chi^2/n = 1008 \text{ mit } n = 9 \text{ Freiheitsgraden} \quad E_0 = 56.8(3) \text{ keV}$$

Die zunehmenden Abweichungen im Grundzustandsband (Vergleich von Fits in Abb. 5.6) oberhalb Spin $25/2^-$ im Bereich der Signatur $r = -i$ deuten auf eine mögliche Änderung der Struktur des Bandes hin.

Die theoretische Modellrechnungen der Bänder in Abb. 5.7 (nächste D.) zeigen für den Bereich um Spin $25/2$ eine Kreuzung von Bändern. Bei empirischer Erweiterung der Korrekturen auf $A_k = A(1 - k_1 I^2 - k_2 I^4)$ und der Einführung eines signaturabhängigen Trägheitsmoments

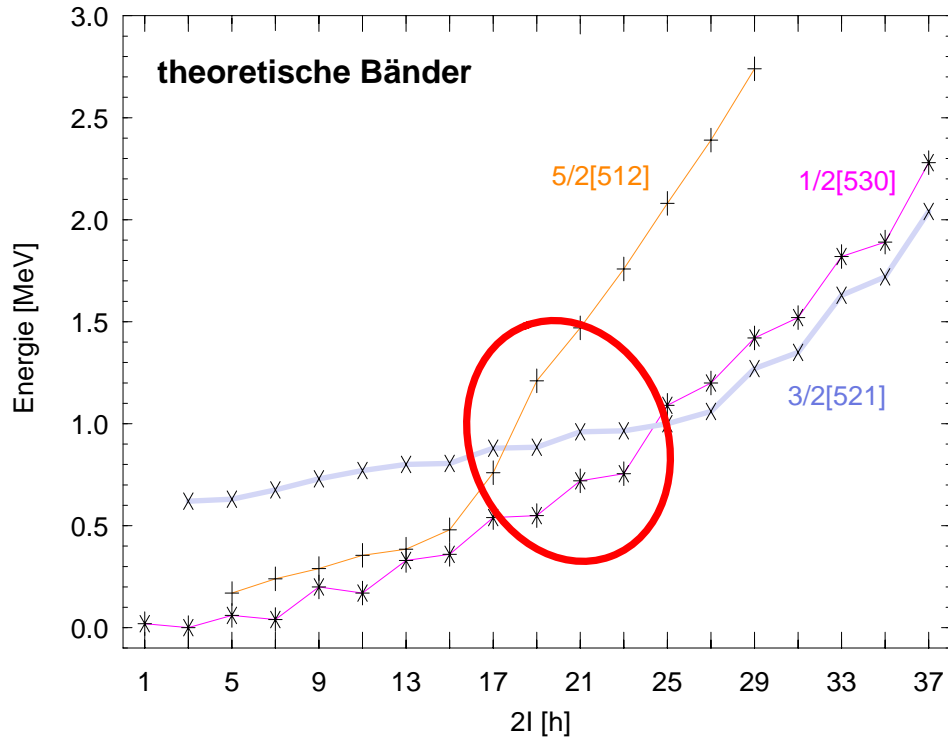


Abbildung 5.7: Modellrechnung der theoretischen Bänder nach [Kva:01] im Bereich des Grundzustandsbandes. Gekennzeichnet ist der Kreuzungsbereich der Bänder.

$A(I) = A_k \left[1 - (-1)^{(I+1/2)} I(I+1) a_2 \right]$ können Modellabweichungen für die beobachteten Zustände bis zum Spin $39/2^-$ im Grundzustandsband kleiner als 0.74 keV erreicht werden. Mit einer weiteren Modifikation des Entkopplungsparameters $a(I) \rightarrow a(I) A/A(I)$ sinkt die maximale Abweichung auf 0.5 keV. In beiden Fällen beschreibt das Modell innerhalb der Messfehler die Zustandsenergien.

Die sieben Modellparameter im $1/2[530]$ Band lauten bei einem Fit bis zu 2140 keV ($39/2^-$):

$$\begin{aligned}
 K^\pi = 1/2^- \quad A = 6.328(4) \text{ keV}, \quad a = -1.496(5), \quad \epsilon^2 = 0.00484(8), \quad k_1 = 0.000484(6) \\
 a_2 = 0.000253(7), \quad k_2 = -0.000000343(14) \\
 E_0 = -5.01(7) \text{ keV}
 \end{aligned}$$

$\chi^2/n = 0.29$ mit $n = 13$ Freiheitsgraden

und die Abweichungen des Modells zu den experimentellen Werten werden in [Abb. 5.8](#) dargestellt.

Für das Paritätspartnerband erhält man bei einem Fit bis zu 1200 keV (Spin $23/2^+$):

$$\begin{aligned}
 K^\pi = 1/2^+ \quad A = 6.17(3) \text{ keV}, \quad a = 1.32(2), \quad \epsilon^2 = 0.0035(7), \quad k_1 = 0.00040(11) \\
 a_2 = -0.00017(8), \quad k_2 = -0.0000005(6) \\
 E_0 = 279.3(4) \text{ keV}
 \end{aligned}$$

$\chi^2/n = 27.9$ mit $n = 5$ Freiheitsgraden

Der Fit ist hier schlechter, so dass die Abweichungen kleiner als 1.5 keV sind, ausgenommen beim $5/2^+$ Zustand, der nur auf 3 keV gefittet wird.

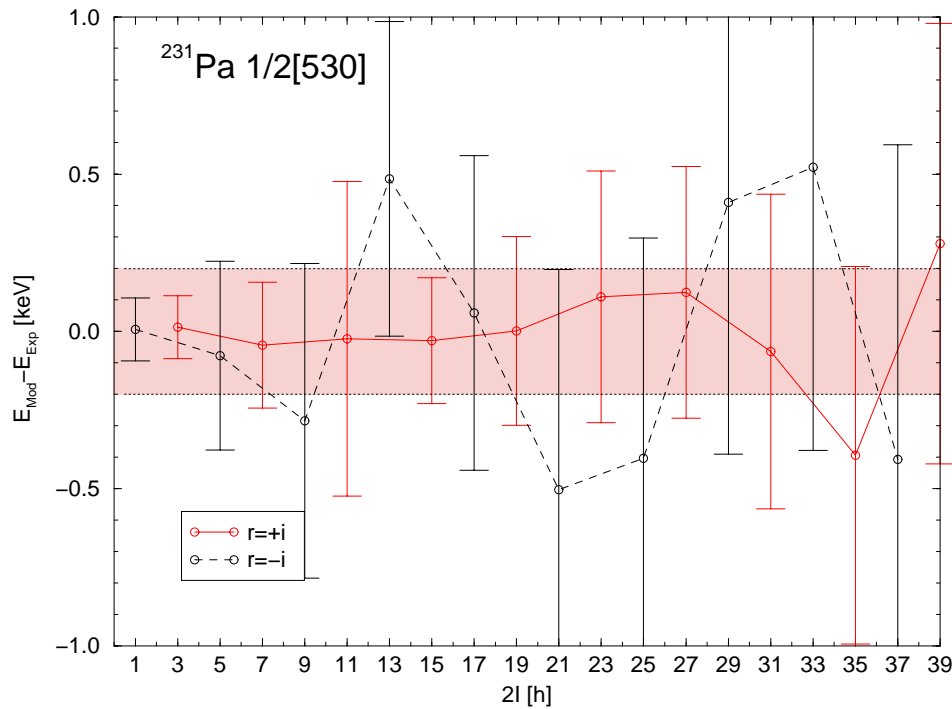


Abbildung 5.8: Differenz zwischen experimentellen und theoretischen Energien, bei Erweiterung um zwei Parameter. Der Bereich mit einer Abweichung von kleiner als 0.2 keV ist farbig markiert.

Das $3/2[651]$ Band lässt sich durch eine Modifikation nach

$$\begin{aligned}
 E_{\text{rot}} &= E_0 + A_1 i + A_2 i^2 \\
 &\quad + IB_1 \\
 &\quad + (I - 1/2)(I + 1/2)(I + 3/2)(-1)^{(I+3/2)} (a_1 i + a_2 i^2 + a_3 i^3) \quad (5.6)
 \end{aligned}$$

$$\text{mit: } i = I(I + 1) - K^2 \quad (5.7)$$

für die 17 bekannten Zustände bis 1670 keV mit einer Genauigkeit besser als 5 keV beschreiben.

Unter Hinzunahme von $I(B_2 i + B_3 i^2)$ und $A_3 i^3$ in Gl. 5.6 reduziert sich die maximale Abweichung auf 2 keV mit Parametern bei einem Fit bis zu 1700 keV (Spin $37/2^+$):

$$\begin{aligned}
 K^\pi = 3/2^+ \quad A_1 &= 31(2) \text{ keV}, & A_2 &= 0.32(3) \text{ keV}, & A_3 &= 0.00023(3) \text{ keV}, \\
 B_1 &= -125(7) \text{ keV}, & B_2 &= -3.9(4) \text{ keV}, & B_3 &= -0.0138(15) \text{ keV}, \\
 a_1 &= -0.0714(11) \text{ keV}, & a_2 &= 0.000323(13) \text{ keV}, & a_3 &= -0.00000057(4) \text{ keV} \\
 E_0 &= 251(9) \text{ keV}
 \end{aligned}$$

$\chi^2/n = 6.46$ mit $n = 7$ Freiheitsgraden.

Der im Spin I lineare Term ist für eine empirische Beschreibung notwendig; ohne ihn übersteigen die Modellabweichungen 20 keV.

Ungerade Terme in I deuten auf den Einfluss der Corioliskräfte hin [BM:75]. Das empirisch beschriebene Verhalten ist eine Aufgabe für theoretische Untersuchungen, da in den klassischen Formeln wegen der Rotationssymmetrie kein linearer Term in I erwartet wird. Für die anderen Bänder kann die Konvergenz der Entwicklung Gl. 5.3 (S. 79) experimentell bestätigt werden.

Statt der Entwicklung eines einzelnen Bandes kann, unter Einbeziehung der Kopplung mehrerer Bänder durch die Corioliskräfte, eine gemeinsame Modellbeschreibung der Energien wie in Abs. 7.2.1 (S. 122) erreicht werden.

5.2.2. Beschreibung des Paritätsdubletts im Kopplungs-Modell

Durch eine Oktupolwechselwirkung wird in $K = 1/2$ Paritäts-Dublett-Banden ein Entkopplungsparameter a gleicher Größe aber unterschiedlichen Vorzeichens erwartet [LS:84], sowohl im Modell starker Kopplung zwischen dem ungepaarten Teilchen und dem reflexionsasymmetrischen intrinsischem Feld entsprechend $a = -p \langle \hat{\pi} \chi_{1/2} | \hat{j}_+ | \hat{R} \chi_{1/2} \rangle$, als auch für schwache Kopplung $a = -(-1)^{n_3} \langle \chi_{1/2} | \hat{j}_+ | \hat{R} \chi_{1/2} \rangle$.

Die Beträge der Parameter a im Rotationsmodell für die beiden Banden $1/2[530]$ und $1/2[400] + 1/2[660]$ verschiedener Parität sind in ^{231}Pa näherungsweise gleich. Das Vorzeichen des Entkopplungsparameters ist aber entgegengesetzt.

Obwohl eine statische Oktupoldeformation für ^{231}Pa nicht erwartet wird, ist interessant inwieweit eine empirische Beschreibung im Modell starker Kopplung, auf das wir uns wegen der Identität $p = (-1)^{n_3}$ beschränken können, möglich ist.

Eine deutliche Reduktion der Paritätsaufspaltung im Vergleich zu den doppelt-geraden Nachbarkernen (vgl. Abs. 5.2.3, nächste D.) und eine Abweichung des Entkopplungsparameters vom theoretischen Wert bei $\beta_3 = 0$ weisen auf eine Mischung von intrinsischen Einteilchenzuständen verschiedener Parität durch die Oktupolwechselwirkung hin [LS:84].

Auf die Differenz der experimentell und theoretisch bestimmten Parameter a, b, g_K wurde bereits in [dBGL:92b] hingewiesen, die Reduktion der Paritätsaufspaltung um etwa den Faktor 0.5 wird im Folgenden gezeigt.

Die beiden Bänder können als Projektionen des intrinsischen Einteilchenzustands gemischter Parität in die vorzeichenverschiedenen Paritätszustände p des Laborsystems angesehen werden,

$$E_s = E_{\text{rot}} \Big|_{a(I) \rightarrow a(I)p} + \frac{1}{2} \bar{E}(0^-) (1 - p \langle \hat{\pi} \rangle) \quad (5.8)$$

wobei $-1 \leq \langle \hat{\pi} \rangle \leq 1$ der Erwartungswert des Einteilchenparitätsoperators im intrinsischen Zustand gemischter Parität ist [LC:88]. Die Paritätsaufspaltung im Rumpfkern $\bar{E}(0^-)$ wird aus den gemittelten Paritätsaufspaltungen zwischen dem 0^+ Grundzustand und einem virtuellen 0^- Paritätspartner in den geraden Nachbarkernen bestimmt. Die theoretischen Rechnungen der Bandstruktur (Tab. 1.1, S. 13) stützen die verwendete Mittelung.

Der virtuelle 0^- Paritätspartner in den geraden Nachbarkernen wird nach der Rotationsformel aus dem Trägheitsparameter A und den Energien der Bandenköpfe des 1^- Bandes nach

$$E(0^-) = E(1^-) - 2A \quad (5.9)$$

extrapoliert.

Für ^{231}Pa mit den Nachbarkernen ^{230}Th $E(1^-) = 506$ keV und ^{232}U $E(1^-) = 563$ keV und dem Trägheitsparameter $A = 6.28$ keV wird ein Mittelwert $\bar{E}(0^-) = 522$ keV berechnet.

Ein Fit der Gleichung [Gl. 5.8](#) bis zu Zuständen unter 1400 keV im Grundzustandsband und allen bekannten Zuständen des Paritätspartnerbandes (d.h. bis 1200 keV) liefert

$$A = 6.206(6) \text{ keV}, \quad a = 1.345(6), \quad \epsilon^2 = 0.00213(4), \quad k = -0.000334(6), \quad \langle \hat{\pi} \rangle = -0.5384(5)$$

mit einer maximalen Abweichung von 5.9 keV.

Um zu prüfen, ob die Definition einer Paritätsaufspaltung für ^{231}Pa physikalisch sinnvoll ist, wird ein anschaulicher Weg zu deren Bestimmung angegeben.

Die Energieaufspaltung der Paritätsdubletts, also der Zustände gleichen Spins der beiden Bänder unterschiedlicher Parität, ist dann nach ([Gl. 5.8](#)) und ([Gl. 5.4](#), [S. 79](#)) mit spinunabhängigem A, a

$$E(I^{p,s}) - E(I^{-p,-s}) = -p \bar{E}(0^-) \langle \hat{\pi} \rangle + p (-1)^{I+0.5} (2I+1) a A \quad (5.10)$$

für $K = 1/2$ abhängig von der Signatur und wächst mit zunehmendem Spin⁸.

Um eine simplexunabhängige Differenz zu erhalten, wird ein virtueller Zustand $E(I^{-p^{\prime\prime}, s^{\prime\prime}})$ mit einem Entkopplungsparameter mit umgekehrtem Vorzeichen und damit gleichem Simplex eingeführt.

5.2.3. Überprüfung der Paritätsaufspaltung

Die Paritätsaufspaltung $\Delta E^{p,s}$ zwischen der Energie des Zustandes $I^{p,s}$ und der aus den Nachbarzuständen mit gleichem Simplex, aber entgegengesetzter Parität, interpolierten Energie $E_{\text{int}}(I^{-p^{\prime\prime}, s^{\prime\prime}})$ definieren wir nach [[LC:88](#)] als

$$\Delta E(I^{p,s}) = p \left[E(I^{p,s}) - E_{\text{int}}(I^{-p^{\prime\prime}, s^{\prime\prime}}) \right]. \quad (5.11)$$

Aus der Rotationsformel ([Gl. 5.4](#), [S. 79](#)) folgt mit

$$E_{\text{int}}(I^{-p^{\prime\prime}, s^{\prime\prime}}) = \frac{(I+1)E([I-1]^{-p,s}) + IE([I+1]^{-p,s})}{2I+1} \quad (5.12)$$

als Interpolation des Zwischenzustandes für $I = 1/2$ der Wert

$$\Delta E(1/2^{p,s}) = -\bar{E}(0^-) \langle \hat{\pi} \rangle. \quad (5.13)$$

Wegen der Abweichung höherer Ordnung von der Rotationsformel mitteln wir über die Simplexpartner nach

$$\Delta \bar{E}(I) = \frac{\Delta E(I^{+1,s}) + \Delta E(I^{-1,-s})}{2}. \quad (5.14)$$

Zur experimentellen Bestimmung werden die gemittelten Paritätsaufspaltungen auf $I = 1/2$ extrapoliert ([Abb. 5.9](#), [nächste D.](#)).

⁸In [[Lös:93](#), (5.9)] wird abweichend von [[Lös:93](#), (5.3)] eine Definition von $a = -p \langle \hat{j}_+ \rangle$ nach [[LC:88](#), 2.6] verwendet, so dass [[Lös:93](#), (5.10)] für $K = 1/2$ nicht wie angegeben gültig ist und ein konstanter Verlauf mit dem Spin im Allgemeinen nicht erwartet werden kann.

Der extrapolierte Mittelwert der Paritätsaufspaltung ist $\Delta\bar{E}(1/2) = 285(1)$ keV. Als Erwartungswert des intrinsischen Zustandes ergibt sich $\langle\hat{\pi}\rangle = -0.55(1)$, in Übereinstimmung mit dem früher erhaltenen Wert.

Verglichen mit den geraden Nachbarkernen ist die mittlere Paritätsaufspaltung von 522(1) keV auf 285(1) keV reduziert.

Im Vergleich zu ^{231}Pa ist bei ^{229}Pa die Minderung der mittleren geraden Nachbaraufspaltung von 333(1) keV auf abgeschätzte 150(20) keV entsprechend $\langle\hat{\pi}\rangle = -0.45(6)$ für das 5/2 und auf 252(1) keV entsprechend $\langle\hat{\pi}\rangle = -0.76(2)$ für das 1/2 Paritätsdublett. Die Parametersätze sind $A = 6.50(2)$ keV, $a = -1.71(2)$, $\epsilon^2 = 0.0023(2)$, $k_1 = 0.0005(1)$ für negative Parität und $A = 6.49(5)$ keV, $a = +1.51(3)$, $\epsilon^2 = 0.0076(4)$, $k_1 = 0.0010(2)$ für positive (vgl. [LdBG:94] (Druckfehler), [Lös:93] (anderer Fit)).

Die Einführung eines Parameters $\langle\hat{\pi}\rangle$ kann empirisch die Region ungerader $A \sim 219 - 229$ [LC:88] und den Übergang des ^{229}Pa zu ^{231}Pa beschreiben.

Seine Aussagekraft als Parameter der Reflexionsasymmetrie bleibt phänomenologisch [BN:96].

So beschreibt er nicht, ob nur ein Nilsson Orbital beteiligt ist und der Charakter der Oktupolmode als „Vibration“ oder „Deformation“ bleibt unklar.

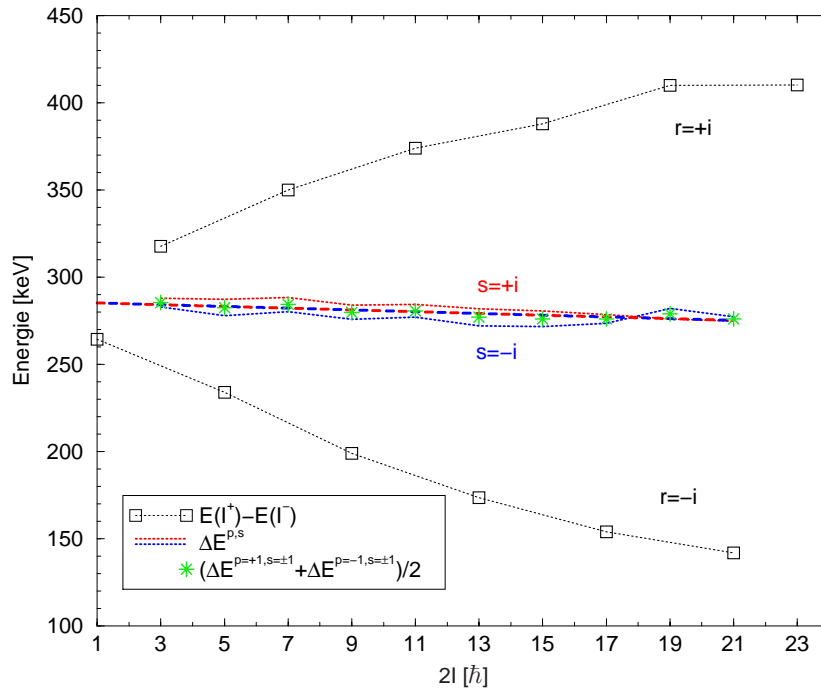


Abbildung 5.9: Veranschaulicht werden die Definitionen zur Ermittlung der Paritätsaufspaltung. Dargestellt sind die gemittelten Paritätsaufspaltungen $(\Delta E^{+1,s} + \Delta E^{-1,-s})/2$ (Sterne) mit der zugehörigen Interpolationsgeraden, nach Simplex s geordnete $\Delta E^{p,s}$ und die nach Signatur r geordneten Differenzen $E(I^+) - E(I^-)$. Am Schnittpunkt der Interpolationsgeraden mit der y -Achse liest man $\Delta\bar{E}(1/2)$ ab.

6. Berechnung der Matrixelemente

6.1. Coulomb Anregung und γ -Zerfall

Ein methodischer Vorteil der Coulombanregung [AW:75] ist die Möglichkeit die elektromagnetischen Übergangsmatrixelemente zu bestimmen.

Durch die Wahl der Einschussenergie lässt sich der minimal mögliche Abstand der Kernoberflächen so wählen, dass die Wechselwirkung innerhalb der Messfehler auf elektromagnetische Komponenten beschränkt bleibt, ohne dass die kurzreichweitigen Kernkräfte berücksichtigt werden müssen. Die Berechnung des Anregungsprozesses wird dann von den unbekannt Kernwellenfunktionen der Wechselwirkungspartner unabhängig.

Die Beobachtung des γ -Zerfalls der angeregten Zustände ermöglicht die Beobachtung von Niveaus, die nicht oder nur gering direkt Coulomb angeregt wurden. Die Auflösung von gemischten Zerfällen z.B. E2/M1 ist möglich, weil die Anregung nur über die elektrischen Komponenten z.B. E2 läuft.

6.1.1. de Boer - Winther Code

Wenn die Zeitskala der Anregung kurz gegenüber der Zeitskala des Zerfalls ist, können beide Prozesse als entkoppelt betrachtet werden (Fußn. 8, S. 52).

Bei Verwendung der semiklassischen Methode wird zur Berechnung der Anregung eine klassische, symmetrisierte Projektilbahn verwendet; die Anregung wird quantenmechanisch beschrieben [dB:84].

Nach der abgeschlossenen Bevölkung der Niveaus wird in einem zweiten Schritt die Winkelverteilung der γ -Zerfallsintensität berechnet.

Für diese Aufgaben steht der deBoer-Winther Code [dBW:65] mit seinen Ergänzungen [Lel:78, Ind:91] zur Verfügung.

6.1.2. Programm GOSIA

Eine Berechnung der Coulombanregung und des Zerfalls sollte die Targetdicke, die Geometrie des Detektorsystems mit endlichen Öffnungswinkeln und die Konversion berücksichtigen. Zusätzliche Effekte, wie z.B. der nukleare Deorientierungseffekt, können einbezogen werden. Vorliegende Messungen von Lebensdauern und Verzweungsverhältnissen sollen berücksichtigt werden. Die Beteiligung vieler Niveaus führt zu einem stark gekoppelten System. Eine Analyse der gekoppelten Fehler ist zur Aussagekräftigkeit der Rechnungen notwendig.

Das Programm **GOSIA** [CCW:83] implementiert eine wirklichkeitsnahe, vom Kernmodell unabhängige Bestimmung von Übergangsmatrixelementen und deren Fehler aus den experimentellen Daten eines Experimentes.

Der Realitätsbezug führt zu einem komplexen Programm, dessen Erlernung und Handhabung zeitaufwendig ist. Ein enger Kontakt mit den Autoren dabei ist hilfreich.

Da ein Algorithmus, der direkt aus den gemessenen Intensitäten die Matrixelemente bestimmt, z.Z. nicht bekannt ist, berechnet das Programm aus einer Startvorgabe von Matrixelementen die erwarteten Intensitäten. Aus dem Vergleich mit der experimentellen Beobachtung wird ein χ^2 -Wert gebildet, der minimiert wird.

6.2. Modellierung des Experimentes

6.2.1. Niveauschema, Intensitäten und Detektorsystem

Gewählt wurde eine Basis der mit Coulombanregung experimentell beobachteten 47 Zustände (Abb. 5.4, S. 75). An experimentellen Daten stehen die beobachteten γ -Übergänge und deren effizienzkalibrierte Übergangsstärke zwischen diesen Zuständen zur Verfügung, die aus den vier Experimenten (Tab. 2.4, S. 35) für die je 20 Germaniumdetektoren in Koinzidenz mit den Teilchendetektoren erhalten wurden. Dies entspricht einem Datensatz von mehr als 2500 Yields für jedes Teilchendetektorsegment. Die von **GASPAN** gefundenen Linien zwischen den Niveaus des Modellsystems werden durch einen Erkennungsalgorithmus in ein von **GOSIA** verwendetes Eingabefile überführt.

Der Fit an die experimentellen Daten findet in dem Raum der 672 relevanten E1, E2, E3, E4 und M1 Matrixelemente statt, die Anregung und Zerfall im vorgegebenen Niveauschema beschreiben (Tab. A.1, S. 138).

Der **PIN-Dioden**-Detektor besitzt 55, der japanische Detektor 45 Segmente, der **NORDBALL** 20 Germaniumdetektoren (Tab. 2.2, S. 26), somit ergeben sich für Teilchen- γ -Koinzidenzen 1100 bzw. 900 Kombinationen. Diese Spektren haben eine niedrige Statistik, eine schwer handhabbare Zahl von etwa 100 000 Yields und, jedes für sich betrachtet, wenig Aussagekraft. Die Zeitaufwendigkeit lässt eine Minimierung mit der vollen Winkelverteilungsinformation als zusätzlicher Information nicht zu. Für die Suche des Minimums ist eine Ausnutzung der γ -Winkelverteilung zur Unterscheidung der Übergangsarten jedoch notwendig.

Durch Ausnutzung der Symmetrien der experimentellen Anordnung kann die Anzahl der Spektren durch Summation reduziert werden und die in ihnen enthaltene Information über die Winkelverteilung trotzdem weitgehend erhalten bleiben.

a) Benutzung von Symmetrien

Die 5 Germaniumdetektoren eines Ringes besitzen alle den gleichen Winkel θ zur Strahlachse und unterscheiden sich nur durch ihre Lage in ϕ relativ zu einem Teilchendetektor. Für die γ -Winkelverteilung in ϕ ist nur die Winkeldifferenz zwischen Gamma und Teilchendetektor entscheidend. Alle 5 Kombinationen mit gleichen $\Delta\phi$ zwischen den Germaniumdetektoren eines Ringes und den Teilchendetektoren lassen sich zusammenfassen.

Der θ Winkel der Germaniumdetektoren geht in den Berechnungen in einem Legendre Polynom ein, wobei im nichtrelativistischen Fall nur gerade Polynome verwendet werden, so dass jeweils Detektoren mit $180^\circ - \theta$ die gleiche Winkelverteilung besitzen.

Die relativistischen Abweichungen wegen der Bewegung des emittierenden Kerns liegen im betrachteten Fall im Bereich von 10% und schließen eine Nutzung der Spiegelsymmetrie in der Winkelverteilung aus.

Unter Beibehaltung der vollen Winkelverteilungsinformation könnten 220 bzw. 180 Summenspektren erhalten werden.

Bei Verwendung der Symmetrie des Teilchendetektors wäre die Coulomb Anregungsrechnung als der zeitintensivste Teil von **GOSIA** auf 11 bzw. 7 Anregungsrechnungen mit 5 logischen Germaniumdetektoren für jeden der 4 Ringe möglich.

Die Praxis zeigt aber, dass aus Gründen der Statistik zur Linienidentifikation schwacher Übergänge und zur Reduzierung der Rechenzeit um den Faktor 11 bzw. 7 die Teilchendetektoren zusammengefasst werden müssen.

Ein teilweiser Ausfall von 2 der 55 **PIN-Dioden** während der Experimente bewirkte, dass der **PIN-Dioden**-Detektor nicht mehr vollständig 5-fach symmetrisch war. Durch den Vergleich unterschiedlicher Rechnungen wurde aber überprüft, dass eine Symmetrisierung im Rahmen der Messfehler aufrechterhalten werden kann.

Je Experiment wurden schließlich 4 γ -Mittelwertdetektoren verwendet.

b) Mittelung von γ -Detektoren

Da die zusammenzufassenden γ -Detektoren unterschiedliche Eigenschaften besitzen, z.B. Untergrund, Statistik, Energieauflösung und Effizienzkurve, werden die Detektoren einzeln nach gefundenen Linien und deren Intensitäten ausgewertet.

Um einen γ -Mittelwertdetektor zu generieren, werden die Intensitäten der Einzeldetektoren für jeden Detektor mit einer Konstante multipliziert, sowie für jede Linie mit den Intensitätsfehlern und dem Fehler der Konstante ein gewichteter Mittelwert gebildet.

Die Konstanten werden berechnet, indem über alle Faktoren, die die Linienintensitäten des betrachteten auf die Linienintensitäten des mittleren Detektors abbilden, ein gewichteter Mittelwert mit Fehler gebildet wird. Für in einem Detektor aufgelöste, im anderen nicht aufgelöste, Doppellinien wird die entsprechende Berechnung für die Summen ausgeführt und am Ende, falls sinnvoll, mit Fehleranalyse separiert. Die Konstante des ersten Detektors wird jeweils auf eins normiert. Als Startwert des Mittelwerts dient der Detektor mit den meisten gemeinsamen Linien. Nach wenigen Iterationsschritten konvergiert das Verfahren.

Durch die Verwendung von Symmetrierelationen wurde somit jedes Experiment auf γ -Mittelwertdetektoren der vier Ringe in Koinzidenz mit einem raumwinkelintegrierten Teilchendetektor reduziert.

c) physikalische Konsistenzprüfung

Nach jedem automatisierten Schritt ist eine visuelle Überprüfung der erhaltenen Linien nötig. Durch die automatische Linienidentifikation werden innerhalb des Messfehlerbereiches auch Linien zugewiesen, z.B. im Bereich der Röntgenstrahlen, die nicht zum betrachteten Niveauschema gehören. In diesem Fall konnten die bekannten relativen Intensitäten der Röntgenstrahlung des ^{231}Pa benutzt werden, um die Intensität von überlagerten Übergängen und deren Fehler zu bestimmen. In Doppellinien mit sehr starken und schwachen Partnern ist z.B. eine manuelle Vergrößerung der Messfehler zum vom Fitprogramm ermittelten nötig. Sonst werden die Fehler, ohne den systematischen Fehler aus der Annahme eines genau vorgegebenen

Modells (Fußn. 7, S. 80) der Linienformen, als zu klein eingeschätzt. Die vollständige algorithmische Erfassung der Linienidentifikation ist schwierig, deshalb bleiben für einige Sonderfälle Eingriffe von Hand nötig. Da das Programm **GOSIA** nur Doppellinien verwenden kann, werden im Falle von höheren Multipletts die schwächsten Linien eliminiert. Dies betrifft im Fall von ^{231}Pa nur Linien, die an der Grenze der Nachweiswahrscheinlichkeit liegen, weswegen keine Probleme für die spätere **GOSIA**-Rechnung entstehen. Auch kann auflösungsabhängig z.B. eine Zusammenfassung von unterschiedlichen Linien benachbarter Dubletts und Triplets nötig werden. Alle diese Sonderfälle sind zu bearbeiten.

Schließlich erhält man ca. 550 **Yields** in 4 Experimenten mit 4 virtuellen Detektoren zur Eingabe in **GOSIA**. Zur automatisierten Kontrolle und Handhabung der Daten wurden eigene Programme entwickelt.

6.2.2. zusätzliche Eingabedaten

a) Verzweigungsverhältnisse

Im Programm **GOSIA** lassen sich die Intensitätsverhältnisse mit Fehlern zwischen zwei beliebigen Übergängen vorgeben. Meist ist diese Information schon in den **GOSIA** übergebenen Linienintensitäten enthalten.

Aus den $\gamma\gamma$ -Spektren lassen sich durch Gaten auf einen fütternden Übergang eines Zustandes Verzweigungsverhältnisse¹ für Zerfallsübergänge aus diesem Zustand angeben. Die ergänzend zu den Einzelspektren gewonnene Information kann den Fitbereich einschränken.

Die Verzweigungsverhältnisse legen den Betrag der relativen Verhältnisse von Matrixelementen fest.

Mit der Methode lassen sich Linien, die im Summenspektrum zu schwache Intensität zeigen oder von anderen Linien überdeckt werden, z.B. in Dubletts, durch geeignete Nebenbedingungen in die Rechnung einbeziehen.

Der Nachteil ist, dass durch die starke Kopplung tiefe Minima für die Lösungen entstehen können, die eine Änderung eines möglichen falschen relativen Vorzeichens der Matrixelemente nach dem Fallen in ein Minimum nicht mehr zulassen. Durch verschiedene Gewichtung von Verzweigungsverhältnissen und Intensitäten während des Fitvorganges ist indessen eine Überprüfung möglich.

Eine gute Ergänzung für das Programm **GOSIA** wäre eine Möglichkeit unter beliebigen Gatebedingungen Intensitätsverhältnisse mit Fehlern zwischen beliebigen Übergängen vorzugeben, um weitere Nebenbedingungen aus den vorhandenen Daten zu ermöglichen.

Bei einem Gate auf einen gefütterten Zustand könnte die Trennung von Intensitäten in Doppellinien erfolgen und eine Analyse unabhängig von der Anregung und zusätzlicher Fütterung ermöglicht werden. Im Modellniveauschema (Abb. 5.4, S. 75) wird die Übergangintensität innerhalb der Bänder beeinflusst, da die Bänder A und B sowohl durch Fütterung, als auch Entfütterung gekoppelt sind.

Ein Gate auf einen in das Band B via E1 fütternden Übergang vereinfacht die Berechnung von Intensitätssummen, da die Beeinflussung durch weitere fütternde Zustände und durch E3 Anregung ausgeschlossen wird. Man gewinnt Information über die experimentell nicht direkt beobachtbare Depopulation von Band A.

¹branching-ratios

b) Lebensdauer

Aus den Literaturwerten von gemessenen Lebensdauern eines Überganges lässt sich für diesen ein direkter Bereich seiner Matrixelemente festlegen. Speziell kann so das Problem des Isomerübergangs 84.2 keV mit anomaler Konversion (siehe unten) umgangen werden.

c) Konversionskoeffizienten

Um aus den totalen Übergangsraten² $T = T_\gamma + T_e = T_\gamma(1 + \alpha)$ die γ -Raten zu berechnen, müssen die totalen Konversionskoeffizienten $\alpha = T_e/T_\gamma$, das Verhältnis der Elektronen³- T_e zu γ -Emissionsrate T_γ , bekannt sein mit $\alpha = \sum_s \alpha_s$ der Summe der Konversion über die Schalen K,L,M,... (vgl. Abs. 2.2.3, S. 19).

Verwendete Konversionskoeffizienten (Abb. 6.1, nächste D.) stammen aus den für alle Schalen konsistenten Rechnungen [RFAP:78]. Die Abweichung der in GOSIA verwendeten kubischen Spline Interpolation ist zwischen den Stützpunkten so groß, wie die Rundungsfehler der Stützpunkte.

Ein Vergleich der Unterschiede verschiedener Rechnungen der Konversion ist in [RFAP:78] angegeben. Im Bereich von Emissionskanten, für niedrigere Energien $E_\gamma < 20$ keV und hohe Multipolaritäten können Abweichungen zwischen den Modellen auftreten. Für den von den Autoren untersuchten Bereich $Z = 80$ stimmen die für diese Arbeit relevanten unterschiedlichen E1, E2, M1 Modelle für den experimentell beobachtet γ -Energiebereich $E_\gamma > 30$ keV mit Abweichungen kleiner als 2% überein. Durch unabhängige Rechnungen mit dem Programm HSICC [Tul:01] wurde die Übereinstimmung verifiziert. Dies gilt auch für den Vergleich der Abweichungen mit den Angaben für ²³¹Pa [Sch:93], die aus der Verwendung von unterschiedlichen Modellen für die Schalen und im Bereich der Kanten durch Abweichungen von [RFAP:78] zu den Hager und Seltzer Tabellen [HS:68] entstehen. Die Fehler der Effizienzkalibrierung überwiegen die der Konversionskoeffizienten.

– anomale Konversion des ns-Isomers

Ausgenommen bleibt die anomale Konversion für den E1 Übergang 84.216(3) keV mit dem nach [Sch:93] experimentell beobachteten Konversionskoeffizienten $\alpha(E1) = 2.50(25)$, den die Tabellenwerte auf $\alpha(E1) = 0.190$ interpolieren. Wegen der im Vergleich zur effektiven Koinzidenzzeit langen Lebensdauer von 45.1(13) ns ist die Intensität dieses Überganges in den hier beschriebenen Experimenten nur der Größenordnung nach bestimmbar. Beobachtet werden kann nur der Bruchteil der Kerne, die im Bereich der Raumwinkelabdeckung der Detektoren zerfallen. Der Linie ist zudem eine starke Zerfallslinie überlagert. Die Intensität ist mit einem so großen Messfehler behaftet, dass der Fehler aus dem Konversionskoeffizienten dem Intensitätsmessfehler zugeschlagen werden kann.

²T: transition rate

³Für $E_\gamma > 1022$ keV müssen auch die Elektronen, die aus der internen Paarproduktion stammen, berücksichtigt werden $T_{\text{IPP}} = T_\gamma/\beta$. Da für $E_\gamma < 10$ MeV $\beta < 10^{-3}$ [PS:82] ist, ist dies für die beschriebene Gammaskopie unbedeutend.

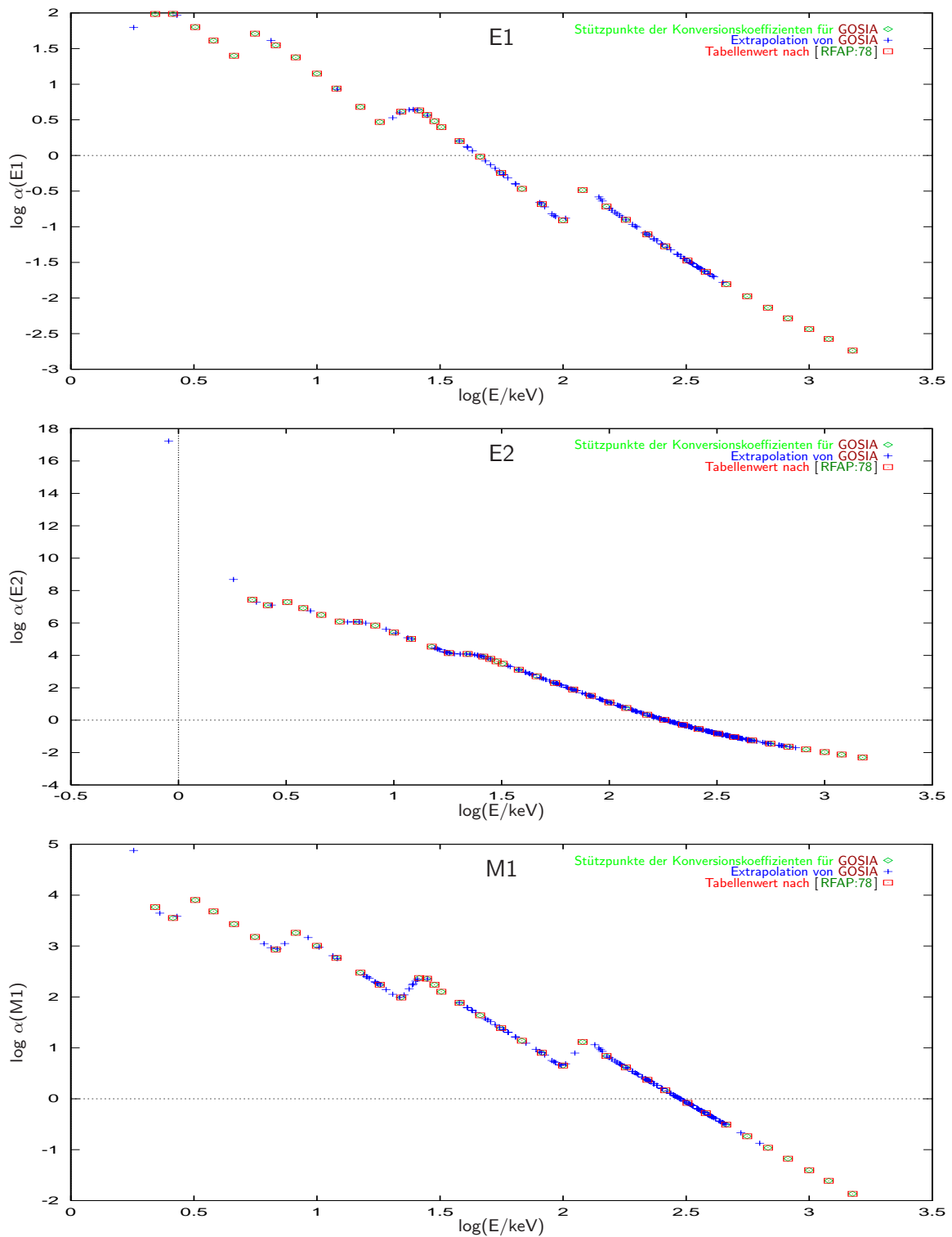


Abbildung 6.1: Zur Berechnung mit **GOSIA** verwendete E1, E2, M1 Konversionskoeffizienten in ^{231}Pa . Gegenüber der **GOSIA**-Standardversion wurden die Stützpunktstabellen erweitert.

6.3. Fitvorgang

6.3.1. prinzipielle Probleme

Die Bestimmung von 672 Matrixelementen mit unbekannter Korrelation ist aus den etwa 550 reduzierten experimentellen Daten ohne Kenntnis der unabhängigen Parameter nicht eindeutig möglich. Die Mehrdeutigkeiten können unter Einbeziehung aller γ -Winkelverteilungen nicht aufgelöst werden, da die Ausgangsdaten redundante Information enthalten.

Im zu berechnenden Modellsystem ist im 1/2[660] Band eine E3 Anregung und ein E1 Zerfall dominant. Die direkt unbeobachteten Inband E2/M1 Übergänge werden indirekt aus den Intensitätssummen bestimmt.

Das 3/2[651] Band wird im oberen Teil von der E1 Fütterung dominiert, wogegen im unteren, mit aus energetischen Gründen (Konversion, Isomer) unbeobachteten E1 Übergängen, auch die E3 Anregung beiträgt.

Trotz des komplexen Modellsystems können über die Kopplung von Mehrfachanregungen, z.B. E3 und E2, prinzipiell auch Mischungen wie E2/M1 in den Seitenbändern aufgelöst werden. Je nach Matrixelement ist jedoch die Relevanz der Bestimmbarkeit stark unterschiedlich.

Zur Beschreibung der Matrixelemente wird gewöhnlich ein Kopplungsmodell (Rotationsmodell [Abs. 6.3.3 a](#), [S. 97](#)) verwendet, das die Zahl der abhängigen Matrixelemente auf unabhängige Parameter reduziert. Das Modell(-Vorurteil) wird mit einer χ^2 -Statistik [[Gpdg:00](#)] zu den experimentellen Daten kontrolliert ([Abs. 5.2](#), [S. 79](#)).

Die Mittelung der Messwerte ([Abs. 6.2.1 b](#), [S. 89](#)) reduziert sowohl deren Zahl N , als auch deren neuen Fehler σ des Mittelwerts und nach Definition der Statistik bleibt χ^2/n gleich.

Für eine kleine Zahl von Modellparametern und vielen⁴ Messwerten $N \gg k$ gilt die von [GOSIA](#) verwendete Annahme $n \approx N$, ansonsten muss ein χ^2/n entsprechend korrigiert werden. Die Bestimmung der tatsächlichen Anzahl unabhängiger Parameter in dem korrelierten System der Matrixelemente ist nicht a priori möglich, sie kann mit der Zahl der verwendeten Fitparameter nur abgeschätzt werden. Strebt ein Fit experimenteller Daten gegen $\chi^2 = 0$, so müssen die nicht mehr unabhängigen Fitparameter reduziert werden⁵.

Ein $\chi^2/n = w$ eines Fits könnte bedeuten, dass alle Fehler σ der experimentellen Daten falsch abgeschätzt wurden und um \sqrt{w} vergrößert werden müssen. Im später beschriebenen Fall von $w \approx 1.6$ würde ein 5% Fehler um 26% auf 6.3% ansteigen. Wenn davon ausgegangen werden kann, dass die Fehler der experimentellen Daten sorgfältig bestimmt wurden, ergeben $n = 546$ Freiheitsgrade mit $\chi^2/n = 1.6$ ein Signifikanzniveau der Größenordnung 10^{-17} und keine Übereinstimmung des Experiments mit dem Modell nach den Festlegungen ([Abs. 5.2](#), [S. 79](#)).

Wie dort bereits genannt, ist ein Vergleich der Fehler von gleichen Parametern aus Modellen mit unterschiedlicher Parameteranzahl nicht sinnvoll und ermöglicht keinen Gütevergleich.

In der Literatur der Gammaskopie werden bei Fits die χ^2/n und die Zahl der Messdaten oder die Signifikanzniveaus oft nicht angegeben. Übereinstimmungen von Intensitäten auf 50% werden akzeptiert, was bei gaußverteilten Linien mit Inhalt 10^4 und Fehler 500

⁴Experimentelles $N \approx 1600$ reduziert sich durch Mittelung auf $N = 546$.

⁵Ein $\chi^2 \approx 0$ mit genau einer Lösung bedeutet, dass das Modell die Daten exakt beschreibt, was wegen der statistischen Erwartung $\chi^2 \approx 1$ für experimentelle Daten unwahrscheinlich ist. Werden in theoretischer Rechnung genügend Funktionswerte aus Modellparametern ermittelt, so folgen in Umkehrung beim Fit aus den Funktionswerten wieder die Modellparameter mit $\chi^2 = 0$. Werden die Funktionswerte in der Rechnung unter Beibehaltung der Modellkopplung variiert, ergeben sich im anschließenden Fit die neuen Modellparameter mit $\chi^2 = 0$ (vgl. [Abs. 7.1.2 b](#), [S. 118](#)).

etwa 10σ entspricht und wegen $\chi^2/n \gg 1$ mithin auf stark vereinfachende Modelle hinweist. Eine Übereinstimmung $\chi^2/n \approx 1$ im Rotationsmodell ist für Kerne, bei denen sich ändernde K-Mischungen und Corioliskopplung nicht stark beitragen, mit gleichem Detektorsystem und GOSIA-Rechenweg sehr gut (vgl. ^{181}Ta und ^{180}Ta [Loe:01]).

Theoretische Kernmodellrechnungen, z.B. das QPMC (Abs. 7.2.2, S. 124), beschreiben jedes Matrixelement „separat und unabhängig“⁶, ohne dass sie eine Gruppe von Matrixelementen vereinfacht durch Kopplungsfunktionen mit gemeinsamen Parametern, wie nach dem Rotationsmodell (Abs. 6.3.3 a, nächste D.) empirisch bestimmbar, zusammenfassen können.

Die beiden Ansätze sind in GOSIA als „modellunabhängige“ (muE, Abs. 7.1.2 c, S. 119), sowie als „modellabhängige“ (maE, Abs. 7.1.2 a, S. 111), Rechnung verfügbar. Die unabhängige Rechnung behandelt alle Matrixelemente als freie Parameter. Die modellabhängigen Matrixelemente wurden im Rotationsmodell gekoppelt, da ein Rückgriff auf globale Parameter theoretischer Kernmodelle mit lokal „ungekoppelten“ Matrixelementen aus Rechenzeitgründen ausscheidet.

Besonders für umfangreiche Niveauschemata entsteht generell ein Dilemma, denn ein Kopplungsmodell stimmt innerhalb der Fehler nicht ausreichend gut mit dem Experiment überein und zu wenige experimentelle Daten zur unabhängigen Bestimmung aller einzelnen Matrixelemente sind vorhanden.

Die Berücksichtigung von Einschränkungen im Raum der Matrixelemente aus der Tensoralgebra (vgl. Abs. 6.3.5 c, S. 106), sowie die Entwicklung von Störungen zu Kopplungsmodellen für ug-Kerne⁷, ist nicht trivial möglich [Ale:02] und die wahre Zahl der unabhängigen Modellparameter kann nur abgeschätzt werden.

Ein vollständig modellunabhängiger Fit führt mit den zu wenigen Daten zu unendlich vielen Lösungen mit $\chi^2/n \approx 0$. Die erhaltenen zufälligen Lösungen sind unbrauchbar und meist unphysikalisch z.B. mit zu hohen E1 Werten.

6.3.2. Komplexität der Berechnungen

Die zur Verfügung stehende Computerleistung erlaubt in dem hochdimensionalen Raum der Matrixelemente bzw. Parameter nicht die Anwendung von Algorithmen, die eine Auffindung des globalen Minimums garantieren.

Ohne Kenntnis der Eigenschaften einer multidimensionalen Funktion kann das Minimum durch Suche auf einem multidimensionalen Gitter bestimmt werden, was wegen der großen Rechenzeiten außer Frage steht⁸.

⁶Ein von allen Matrixelementen unabhängiger globaler Parametersatz findet Verwendung, gefittet z.B. an die experimentellen Energien der Bandenköpfe oder aller Niveaus des Kerns oder seines Rumpfes. Zur weiteren Optimierung kann der Parametersatz zur besseren Beschreibung der Matrixelemente angepasst werden.

⁷Für gg-Kerne lassen sich Abweichungen z.B. für Q_2 parametrisieren [SD:67].

⁸Die Simulation des Experiments mit GOSIA aus einem Parametersatz reduzierte sich von über 5 Minuten (Projektstart) auf derzeit etwa 15 s (1 GHz Pentium Prozessor). Eine Gitterminimalisierung (15 Parametern, je 10 Stützpunkte im erwarteten Wertebereich) würde mit 1000 Prozessoren ohne Vorzeichenuntersuchung derzeit 500 000 Jahre dauern, bei Verdopplung der Rechnerleistung jedes Jahr ist ein Ergebnis in ca. 20 Jahren zu erwarten. Eine Erweiterung auf das verwendete Modell aller Matrixelemente würde etwa 10^{660} a dauern, eine komplette Vorzeichenuntersuchung die Zeit mit Faktor 10^{200} vervielfachen. Gemäß dem Limit $\Delta E \Delta t \approx h$ durch die Quantenmechanik ist die Rechenleistung eines getakteten Prozessors nicht beliebig steigerbar. Frequenzen größer als 10^{82} Hz entsprechen etwa dem Energieübergang eines Massenäquivalents von ungefähr einer Sonnenmasse pro Prozessortaktschritt. Bei Beschränkung auf dieses Limit ergibt sich eine geschätzte Rechenzeit von 10^{787} a.

Durch Anwendung der Annealing Methode [KGJV:83] könnte das globale Minimum wahrscheinlichkeitsgarantiert erreicht werden. Ein Temperaturparameter verbunden mit der Langsamkeit der Abkühlung des Systems führt zu einer wahrscheinlichkeitsbasierten Termination im globalen Minimum. Während der Iterationen besteht temperaturabhängig die Möglichkeit aus lokalen Minima herauszuspringen.

Eine Testversion von **GOSIA** implementiert diese Methode. Die Effizienz des Algorithmus konnte wegen der notwendigen Rechenzeiten bisher nicht überprüft werden. In einem kleinen bekannten Modellsystem wäre ein Test derzeit in einem Zeitrahmen bis zu zwei Jahren im Bereich des Möglichen. Dann könnte man eine Entscheidung treffen, ob eine ebenso lange Laufzeit für die Berechnung des hier vorgestellten Falles ausreichen würde, ein aussagekräftiges Minimum zu berechnen. Wegen des Aufwandes, bei gleichzeitig großem Risiko, wurde diese Möglichkeit verworfen. Als Vergleich wäre sicher interessant, ob dieser Algorithmus zu einem besseren, als dem im Folgenden vorgestellten Ergebnis kommen kann.

Das Programm **GOSIA** verwendet derzeit einen Algorithmus, unter Annahme einer lokal parabolischen Funktion der χ^2 -Statistik, in iterativen Schritten das Minimum zu erreichen. Als Richtung wird an der Startposition eine optimale Linearkombination des Gradienten der χ^2 -Statistik und des Gradienten bei infinitesimaler Bewegung in Richtung des steilsten Gefälles bestimmt. Die Schrittweite wird so gewählt, dass die Funktion der χ^2 -Statistik bei dem Schritt minimal wird. Auch wenn sich die Startposition nicht im Gültigkeitsbereich der lokal parabolischen Annahme befindet, wird gewährleistet, ein Minimum zu erreichen.

Durch zufällige Startpositionen kann überprüft werden, ob ein gefundenes Minimum noch verbessert werden kann (Annealing von Hand).

Bei den Prüfungen treten im vorliegenden Fall Rechenzeiten größer als 100 Tage auf, je nachdem wie weit die Entfernung vom Minimum ist und wie viele fehlerhafte Datensätze vorliegen.

6.3.3. Anfangsbedingungen

Wie schon beschrieben, ist das Problem eines hochdimensionalen Fits die Termination in lokalen Minima. Eine Hilfe ist die Startposition durch die Auswahl der Anfangsbedingungen in der Nähe des angenommen globalen Minimums mit Modellparametern zu beschreiben.

Die Vielzahl der Matrixelemente wird auf die Parameter des Rotationsmodells reduziert.

a) Beschreibung der Übergangs-Matrixelemente

Als Modellannahme sei die Kernladungsdichte $\rho(\vec{R})$ eines deformierten Kernes innerhalb des Volumens V im intrinsischen System konstant, außerhalb null.

V beinhalte den Koordinatennullpunkt und werde begrenzt von der Hülle R . R werde mit

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda=2\dots 6} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta, \phi) \right) \quad (6.1)$$

unter Verwendung der Kugelflächenfunktionen $Y_{00} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$ parametrisiert⁹.

⁹Das Dipolmoment lässt sich als Verschiebung des Ladungsschwerpunkts zum Massenschwerpunkt verstehen. Durch eine gewählte Translation des Koordinatensystems wird $\beta_1 = 0$. Aus diesem Modell ergibt sich ein Dipolparameter $Q_1 \approx \frac{3}{4\pi} Z R_0 (0.7433 \beta_3 \beta_2 + 0.7387 \beta_4 \beta_3 + 0.7366 \beta_5 \beta_4 + 0.7355 \beta_5 \beta_6)$. Der reale Dipolparameter wird durch den Zusatz von Schalenkorrekturen gleicher Größenordnung dem Experiment angepasst [LC:88].

Durch Annahme von Axialsymmetrie beschränkt sich die Entwicklung auf $Y_{\lambda\nu}, \nu = 0$. Für Reflexionssymmetrie treten nur die Terme mit geradem λ auf.

In einem kugelförmigen Kern $\beta_\lambda = 0, \lambda = 1, \dots, 6$ entspricht R_0 dem Kernradius der Ladung und kann modellhaft mit der Masse A und der Ladung Z nach

$$R_0 = r_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (6.2)$$

beschrieben werden, wobei r_0 empirisch bestimmt wird. Nach [MNMS:95] wird $r_0 = 1.16$ fm gewählt.

Durch Normierung des Integrals einer als konstant angenommenen statischen Kernladungsdichte ρ über das Kernvolumen V innerhalb $R(\theta, \phi)$ auf Z_t lassen sich Momente

$$\mathcal{M}(E\lambda, \nu) = \int_V \rho(\vec{r}) r^\lambda Y_{\lambda\nu}(\theta, \phi) d^3\vec{r} \quad (6.3)$$

der Ladungsverteilung definieren, die nur von den Deformationen β_λ abhängen. Die Multipoloperatoren dieser Definition erfüllen die Symmetrierelation hermitescher Tensoren

$$\mathcal{M}(E\lambda, \nu)^\dagger = (-1)^\nu \mathcal{M}(E\lambda, -\nu). \quad (6.4)$$

Für die Berechnung des γ -Zerfalls wird in GOSIA die allgemeinere dynamische Definition der Multipoloperatoren unter Verwendung der Kernstromdichte [AW:75, App. G.1(4)] verwendet, die für die in dieser Arbeit vorkommenden Zerfallsenergien $A^{1/3}E_\gamma/200 \text{ MeV} \ll 1$ und kleine λ näherungsweise Gl. 6.4 genügen [BM:75, 3C-13f].

Aus dem intrinsischen System ν in das Laborsystem μ vermitteln die Drehmatrizen $\mathcal{D}_{\mu\nu}^\lambda$

$$\mathcal{M}(X\lambda, \mu) = \sum_\nu \mathcal{M}(X\lambda, \nu) \mathcal{D}_{\mu\nu}^\lambda. \quad (6.5)$$

und mit dem Wigner-Eckart Theorem werden reduzierte Matrixelemente durch Clebsch-Gordan-Koeffizienten [Mes:65, C.I] definiert:

$$\langle I_f K_f || \mathcal{M}(X\lambda) || I_i K_i \rangle := \langle I_i m_i \lambda \mu | I_f m_f \rangle \langle I_f m_f K_f | \mathcal{M}(X\lambda, \mu) | I_i m_i K_i \rangle \quad (6.6)$$

Innerhalb eines Bandes sind (für nicht gemischtes K) die Parameter

$$Q_\lambda = \langle K | \mathcal{M}(E\lambda, \nu = 0) | K \rangle \quad (6.7)$$

näherungsweise (vgl. Programm im Anhang D, S. 162):

$$Q_2 \approx \frac{3}{4\pi} Z R_0^2 (\beta_2 + 0.3604 \beta_2^2 + 0.9672 \beta_4 \beta_2 + 0.3364 \beta_3^2 + 0.9585 \beta_5 \beta_3 + 0.3277 \beta_4^2 + 0.9543 \beta_6 \beta_4 + 0.3235 \beta_5^2 + 0.3211 \beta_6^2) \quad (6.8)$$

$$Q_3 \approx \frac{3}{4\pi} Z R_0^3 (\beta_3 + 0.8410 \beta_2 \beta_3 + 1.1981 \beta_2 \beta_5 + 0.7693 \beta_3 \beta_4 + 1.1854 \beta_3 \beta_6 + 0.7419 \beta_5 \beta_4 + 0.7282 \beta_5 \beta_6) \quad (6.9)$$

$$Q_4 \approx \frac{3}{4\pi} Z R_0^4 (\beta_4 + 0.7254 \beta_2^2 + 0.9830 \beta_4 \beta_2 + 1.4314 \beta_2 \beta_6 + 0.4616 \beta_3^2 + 0.8902 \beta_5 \beta_3 + 0.4109 \beta_4^2 + 0.8535 \beta_6 \beta_4 + 0.3906 \beta_5^2 + 0.3801 \beta_6^2) \quad (6.10)$$

$$Q_5 \approx \frac{3}{4\pi} Z R_0^5 (\beta_5 + 1.6773 \beta_2 \beta_3 + 1.1322 \beta_2 \beta_5 + 1.0386 \beta_3 \beta_4 + 1.0194 \beta_3 \beta_6 + 0.9114 \beta_5 \beta_4 + 0.8591 \beta_5 \beta_6) \quad (6.11)$$

$$Q_6 \approx \frac{3}{4\pi} Z R_0^6 (\beta_6 + 1.9085 \beta_4 \beta_2 + 1.2845 \beta_2 \beta_6 + 0.9484 \beta_3^2 + 1.1650 \beta_5 \beta_3 + 0.5690 \beta_4^2 + 1.0137 \beta_6 \beta_4 + 0.4909 \beta_5^2 + 0.4580 \beta_6^2) \quad (6.12)$$

Nach [BM:75] lassen sich von inneren Parametern wie \hat{I}_\pm unabhängige Matrixelemente nach

$$\langle I_f K_f | \mathcal{M}(E\lambda) | I_i K_i \rangle = \sqrt{2I_i + 1} \times \\ \times \left((I_i K_i \lambda K_f - K_i | I_f K_f \rangle Q_\lambda + (-1)^{I_i + K_i} (I_i - K_i \lambda K_f + K_i | I_f K_f \rangle \bar{Q}_\lambda \right) \quad (6.13)$$

$$Q_\lambda = \langle K_f | \mathcal{M}(E\lambda, \nu = K_f - K_i) | K_i \rangle \quad (6.14)$$

$$\bar{Q}_\lambda = \langle K_f | \mathcal{M}(E\lambda, \nu = K_f + K_i) | \bar{K}_i \rangle \quad (6.15)$$

$$(K_i \neq 0, K_f \neq 0)$$

beschreiben.

Im Fall von E2, E4 Inbandübergängen in den betrachteten Banden mit reinem $K = 1/2^-, 1/2^+$ und $3/2^+$ wird der von der Signatur $(-1)^{I+K}$ abhängige Teil \bar{Q}_λ null, da die Auswahlregel $(-1)^{2K} = -1$ erfüllt ist.

Die E1 Übergänge im Interbandübergang ergeben sich nach Mikhailov [Mik:66]¹⁰ und [BM:75] mit dem oberen Vorzeichen für $K_f > K_i$ ($K_i, K_f \neq 0$), sonst dem unteren Vorzeichen zu:

$$\langle I_f K_f | \mathcal{M}(E1) | I_i K_i \rangle = \\ \sqrt{2I_i + 1} \langle I_i K_i \pm n \lambda K_f - K_i \mp n | I_f K_f \rangle \sqrt{\frac{(I_i \mp K_i)!(I_i \pm K_i + n)!}{(I_i \pm K_i)!(I_i \mp K_i - n)!}} \times \\ \times \left\{ m_1 + m_2 [I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1)] + \right. \\ \left. + m_3 (-1)^{I_i + \frac{1}{2}} \left(I_i + \frac{1}{2} \right) \delta_{K_i, 1/2} + m_4 (-1)^{I_f + \frac{1}{2}} \left(I_f + \frac{1}{2} \right) \delta_{K_f, 1/2} \right\} \quad (6.16)$$

$$n = |K_i - K_f| - \lambda \quad (6.17)$$

durch Korrekturen erster Ordnung der inneren Parameter. Für den Spezialfall von E1 Übergängen zwischen $K = 1/2, 3/2$ vereinfacht sich Gl. 6.16 mit $n = 0$ zu

$$\langle I_f K_f | \mathcal{M}(E1) | I_i K_i \rangle = \sqrt{2I_i + 1} \langle I_i K_i \lambda K_f - K_i | I_f K_f \rangle \\ \left\{ m_1 + m_2 [I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1)] + m_3 (-1)^{I_i + \frac{1}{2}} \left(I_i + \frac{1}{2} \right) \delta_{K_i | K_f, 1/2} \right\}. \quad (6.18)$$

Die Schreibweise $I_{i|f}$ bezeichnet I_i für $\delta_{K_i, 1/2} = 1$ falls $K_i = 1/2$ und für $K_f = 1/2$ entsprechend I_f .

Für die magnetischen Matrixelemente M1 innerhalb eines Bandes kann ein Parametersatz $g_R, (g_K - g_R), b$ verwendet werden¹¹, für den gilt:

$$\langle I_f K | \mathcal{M}(M1) | I_i K \rangle = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{e\hbar}{2Mc} \sqrt{2I_i + 1} \times \\ \times \left\{ (g_K - g_R) \left[K (I_i K 1 0 | I_f K) - b (-1)^{I_i + \frac{1}{2}} \sqrt{\frac{1}{2}} \left(I_i - \frac{1}{2} \right) 1 | I_f \frac{1}{2} \right) \delta_{K, \frac{1}{2}} \right] + \right. \\ \left. + g_R \sqrt{I_i(I_i + 1)} \delta_{I_i, I_f} \right\}. \quad (6.19)$$

	A 1/2[530]		B 3/2[651]	F 1/2[400]+1/2[660]
	(Zustand # 1–12)	(Zustand # 13–20)	(Zustand # 21–36)	(Zustand # 37–47)
$x \setminus y$	1	2	3	4
1	E2: $Q_2^{(11)}$ E4: $Q_4^{(11)}$ M1: $g_K^{(11)}, g_R^{(11)}, b^{(11)}$	E2: $Q_2^{(12)}$ E4: $Q_4^{(12)}$ M1: $g_K^{(12)}, g_R^{(12)}, b^{(12)}$	E1: $m_1^{(13)}, m_2^{(13)}, m_3^{(13)}$ E3: $Q_3^{(13)}, \bar{Q}_3^{(13)}$	E1: $Q_1^{(14)}, \bar{Q}_1^{(14)}$ E3: $Q_3^{(14)}, \bar{Q}_3^{(14)}$
2	siehe 12	E2: $Q_2^{(22)}$ E4: $Q_4^{(22)}$ M1: $g_K^{(22)}, g_R^{(22)}, b^{(22)}$	E1: $m_1^{(23)}, m_2^{(23)}, m_3^{(23)}$ E3: $Q_3^{(23)}, \bar{Q}_3^{(23)}$	E1: nicht möglich E3: $Q_3^{(24)}, \bar{Q}_3^{(24)}$
3	siehe 13	siehe 23	E2: $Q_2^{(33)}$ E4: $Q_4^{(33)}$ M1: $g_K^{(33)}, g_R^{(33)}, b^{(33)}$	kein Übergang beobachtet
4	siehe 14	siehe 24	kein Übergang beobachtet	E2: $Q_2^{(44)}$ E4: $Q_4^{(44)}$ M1: $g_K^{(44)}, g_R^{(44)}, b^{(44)}$

Tabelle 6.1: Verwendete Modellparameter zur Minimierung mit **GOSIA** gemäß den Gleichungen (6.13), (6.16) und (6.19). Die Nummern der Zustände sind in Abb. 5.4 (S. 75) angegeben. Zusammen 41 Parameter beschreiben die Übergänge zwischen den Modellbändern.

Im 3/2[651] Band wurde eine Variation der M1 Matrixelemente ähnlich derjenigen des K=1/2 Bandes beobachtet. Zur empirischen Beschreibung wurde der gleiche signaturabhängige Term wie in Gl. 6.19 (vorige D.) verwendet¹² und $\delta_{K, \frac{1}{2}}$ durch Eins ersetzt.

Die in dieser Arbeit angegebenen reellen Matrixelemente erfüllen die Phasenbeziehung nach [AW:75]

$$R_{180^\circ} P T |IM\rangle = |IM\rangle \quad (6.20)$$

mit dem Zeitumkehroperator T und P, R_{180° gemäß Abs. 1.2 (S. 10). Ein Vorzeichen der Phase bleibt noch offen, siehe dazu Fußn. 2 (S. 109). Durch die Phasenwahl ist die Zahl der relevanten Matrixelemente mit Gl. 6.4 (vorige D.) auf eine Dreiecksmatrix beschränkt deren Anordnung in **GOSIA** durch eine willkürliche Nummerierung der Niveaus durch den Benutzer vorgeben ist [CCW:97]. Der korrespondierende umgekehrte Übergang wird nach der Phasenbeziehung

$$\langle I_f K_f | \mathcal{M}(X\lambda) | I_i K_i \rangle = (-1)^{I_i - I_f} \langle I_i K_i | \mathcal{M}(X\lambda) | I_f K_f \rangle, \quad (6.21)$$

berechnet. Die relativen Phasen sind in der Dreiecksmatrix festgelegt.

Wählt der Benutzer eine mit der Energie aufsteigende Nummerierung nach Bändern getrennt (vgl. Abb. 5.4, S. 75), gewährleistet er, dass für Interbandübergänge nur eine K-Übergangsrichtung (z.B. Wahl $K_i > K_f$) einzugeben ist. Aber in Inbandübergängen (z.B. Anregung $I_i < I_f$) kann dann bei Decoupling eine Vertauschung von Niveaus und eine Umkehrung der Richtung von Übergängen (Anregung $I_i > I_f$) eintreten. Immer wenn in der **GOSIA** Dreiecksmatrix eine andere Anordnung als in den Modellformeln ab Gl. 6.13 (vorige D.) auftritt, ist gegebenenfalls eine unterschiedliche Phasenbeziehung Gl. 6.21 der Modellformel zu korrigieren.

¹⁰Dort ist $B(\tau\lambda, i \rightarrow f)$ angegeben.

¹¹Die Parametrisierung der M1 Matrixelemente in **GOSIA** wurde entsprechend geändert.

¹²Hier wird ein $K = 1/2$ artiger Wellenanteil angenommen, da der Clebsch-Gordan-Koeffizient $(I_i - \frac{3}{2} 13 | I_f \frac{3}{2})$ null ist. Eine weitere empirische Formel für $K = 3/2$ wäre proportional $(g_K - g_R)K (I_i K 10 | I_f K) (1 + b(-1)^{I_i + \frac{3}{2}})$ ($I_i >$ der größere der Spins I_i, I_f). Die Parametersätze lassen sich innerhalb der Messfehler spinunabhängig umrechnen, da sich die signaturabhängigen Terme wie $\sqrt{2/3} \sqrt{[(I_i + 1)^2 - (\frac{1}{2})^2] / [(I_i + 1)^2 - (\frac{3}{2})^2]}$ verhalten.

Die Phasenbeziehung ist auch für die relative Phase von Bedeutung, wenn in der Eingabe eines Übergangs verschiedene Gruppen von Matrixelementen in unterschiedlichen Anordnungen auftreten (z.B. Inband für M1 Anregung und für E2 Zerfall). Beim Zerfall von Zuständen ist eine relative Phase nur bei gemischten Übergängen von Bedeutung im berechneten Fall bei E2 und M1.

Wegen der Relation für die Beträge

$$(I_i + 1)B(E\lambda, i \longrightarrow f) = (I_f + 1)B(E\lambda, f \longrightarrow i) \quad (6.22)$$

sind insbesondere zu gleichem $B(M1)$ zwei Lösungen für $(g_K - g_R)^2(1 \pm b^2)$ möglich¹³.

Die theoretischen Matrixelemente wurden zur Kontrolle von **GOSIA** und um einen Fit an die Matrixelemente auszuführen auch in einem externen Programm erzeugt.

b) Startposition

Die Startposition der Übergangsmatrixelemente wird nach Gl. 6.13–6.19 mit den Modellparametern Tab. 6.1 berechnet und das Rotationsmodell für die gekennzeichneten 47 Zustände in Abb. 5.4 (S. 75) angewendet.

	Z	N	A	β_2	β_3	β_4	β_6
²³¹ Pa	91	140	231	0.198	0.0	0.115	0.012
²²⁹ Pa	91	138	229	0.190	0.0	0.114	0.023

Tabelle 6.2: Deformationsparameter nach dem **FRDM** [MNMS:95] (vgl. Abs. 1.3.3, S. 13)

Nach den Modellrechnungen im **FRDM** (Tab. 6.2) folgt mit Gl. 6.8 – 6.12 ein Parametersatz $Q_2 = +2.64 \text{ eb}$, $Q_4 = +0.981 \text{ eb}^2$ und $Q_6 = +0.190 \text{ eb}^3$. Die Wechselwirkungsstärken χ [AW:75, S. 271] für kleine Anregungsenergien¹⁴ verhalten sich in ²³¹Pa für ⁵⁸Ni nach [dB:84, S. 311] für

$$\frac{\chi_{rs}^{E\lambda_1}}{\chi_{rs}^{E\lambda_2}} = \frac{(\lambda_1 - 1)! (2\lambda_2 + 1)!! \langle r \| \mathcal{M}(E\lambda_1) \| s \rangle}{(\lambda_2 - 1)! (2\lambda_1 + 1)!! \langle r \| \mathcal{M}(E\lambda_2) \| s \rangle} a^{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (6.23)$$

(a: minimaler Abstand der Kernzentren bei Zentralstoß)

wie $E2 : E4 : E6 \approx 1.0 : 1.9 \cdot 10^{-4} : 2.8 \cdot 10^{-8}$. Wegen der stark unterschiedlichen Bevölkerung der Zustände wird der Anregungsbeitrag von E4 aus dem Grundzustand direkt in höhere Zustände beobachtet¹⁵. Der E6 Beitrag ist bei Betrachtung eines Anregungsschritts gegenüber einer Kombination aus E2 und E4 Anregung vernachlässigbar. In einer Testrechnung mit **GOSIA** wurde der Einfluss in gekoppelter Rechnung überprüft. Aus Gründen beobachteter mangelnder Sensitivität wurde $Q_6 = 0 \text{ eb}^3$ gewählt und nicht in die weitere Rechnung einbezogen. Die gewonnene Einsparung von Rechenzeit ist erheblich, da die Anzahl der involvierten Matrixelemente der Multipolarität λ für Inbandübergänge¹⁶ mit $2\lambda + 1$ ansteigt.

¹³Die zweite Lösung lautet $|(g_K - g_R)b|^2(1 \pm |1/b|)^2$.

¹⁴Die Projektilenergie ist vor und nach dem Stoß gleich.

¹⁵Die Anregungswahrscheinlichkeit ist in Störungsrechnung erster Ordnung vom Grundzustand g in den Zustand f proportional zu $|\chi_{fg}^{E\lambda}|^2$. Den Wahrscheinlichkeitsanteil der Kombination zweier Anregungen können wir zu $|\chi_{zg}^{E\lambda}|^2 |\chi_{fz}^{E\lambda}|^2$ mit einem Zwischenzustand z abschätzen.

¹⁶Im Bereich des Grundzustandes und des obersten in die Rechnung einbezogenen Zustandes ergibt sich infolge des beschränkten Raumes eine Abweichung.

Nach [Rag:89, FKP:78] erhält man $Q = -1.72(5)$ eb für den $3/2^- 1/2[530]$ Zustand und $Q = +0.69(17)$ eb für den $5/2^+ 3/2[651]$ Zustand. Mit

$$Q = Q_0 \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} \quad (6.24)$$

$$Q_2 = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0 \quad (6.25)$$

folgt unter Annahme eines starren Rotators $Q_2 = +2.71(9)$ eb für den $3/2^- 1/2[530]$ Zustand und $Q_2 = +3.05(75)$ eb für den $5/2^+ 3/2[651]$ Zustand. Aus [Wür:93b] wurde als Startwert zur Berechnung aller E2 Inbandübergänge $Q_2 = +2.9(1)$ eb und $Q_4 = +1.9(6)$ eb² verwendet. Für Interbandübergänge zwischen dem A $1/2[530]$ Grundzustandsband und F $1/2[400] + 1/2[660]$ Seitenband wurde aus [LdBG:96] $(\frac{D_0}{Q_0})^2 \approx 0.3 \frac{B(E1)}{B(E2)}$ und mit $|D_0| \approx 0.04$ efm und $\sqrt{\frac{3}{4\pi}} D_0 = Q_1$ folgt $|Q_1| \approx 0.002 e\sqrt{b}$.

Die E1 Matrixelemente für die Übergänge zwischen A $1/2[530]$ und B $3/2[651]$ Bändern wurden in der gleichen Größenordnung gewählt und von Hand optimiert (Abb. 6.2). Ebenso wurde für die E3 Anregung vom Grundzustandsband in das F $1/2[400]$ Band und in das B $3/2[651]$ Band ein Startwert ausgehend von Null variiert.

Die M1 Matrixelemente wurden für das Grundzustandsband mit dem Satz $g_K = +2.8$, $g_R = +0.4$ und $b = +1.22$ aus [dBGL:92a] berechnet. Da die Coulombanregung nicht sensitiv auf g_R ist, ermöglicht die Kenntnis des magnetischen Moments $\mu = 2.01(2)$ für $3/2^- 1/2[530]$ nach [Rag:89, ASJ:61]¹⁷

$$\mu(K = \frac{1}{2}, I) = g_R I + \frac{g_K - g_R}{4(I+1)} \left(1 + (2I+1) (-1)^{I+\frac{1}{2}} b\right) \quad (6.26)$$

die Berechnung von g_R für das Grundzustandsband. Für die andern Bänder kann als Abschätzung das gleiche g_R verwendet werden. Da im F $1/2[400]$ Band keine sichtbaren Inbandübergänge zu beobachten sind, wurden die Parameter der M1 Matrixelemente, g_K und b , bei festgehaltenem Wert Q_2 , Q_4 wie im Grundzustandsband, so angepasst, dass die beobachteten Intensitäten in der Größenordnung beschrieben werden.

6.3.4. Auffinden des Minimums

Das Auffinden des Minimums ist in Abhängigkeit von der Komplexität sehr zeitaufwendig. In einer ersten Periode wurden sich widersprechende Eingabedaten aus fehlerhaften Zuweisungen und Sonderfällen eliminiert und es wurde versucht, eine Übereinstimmung von errechneten und experimentellen Intensitäten innerhalb einer Größenordnung zu erzielen.

Zum Verständnis des Einflusses der Modellparameter dient ein Skript, das parallel auf mehreren CPUs in einem vorgegebenen Bereich einen der Modellparameter variiert und einen graphischen Vergleich der Intensität des berechneten und experimentellen Yields ermöglicht.

Mit physikalischem Verständnis lassen sich so Parameter zweiter Ordnung anpassen, ohne in physikalisch unsinnigen Bereichen zu minimieren. Auch eine Untersuchung der besten Vorzeichen von Modellparametern ist möglich. Durch die von den Startwerten ausgehende Gradientenmethode bei der Minimierung ist eine vorgegebene falsche Vorzeichenwahl u.U. ansonsten nicht mehr änderbar.

¹⁷[ASJ:61] gibt ein $\mu = 1.96$ an, die Neubewertung der Messung auf $\mu = 2.01(2)$ ist aus der vorliegenden Literatur nicht nachvollziehbar.

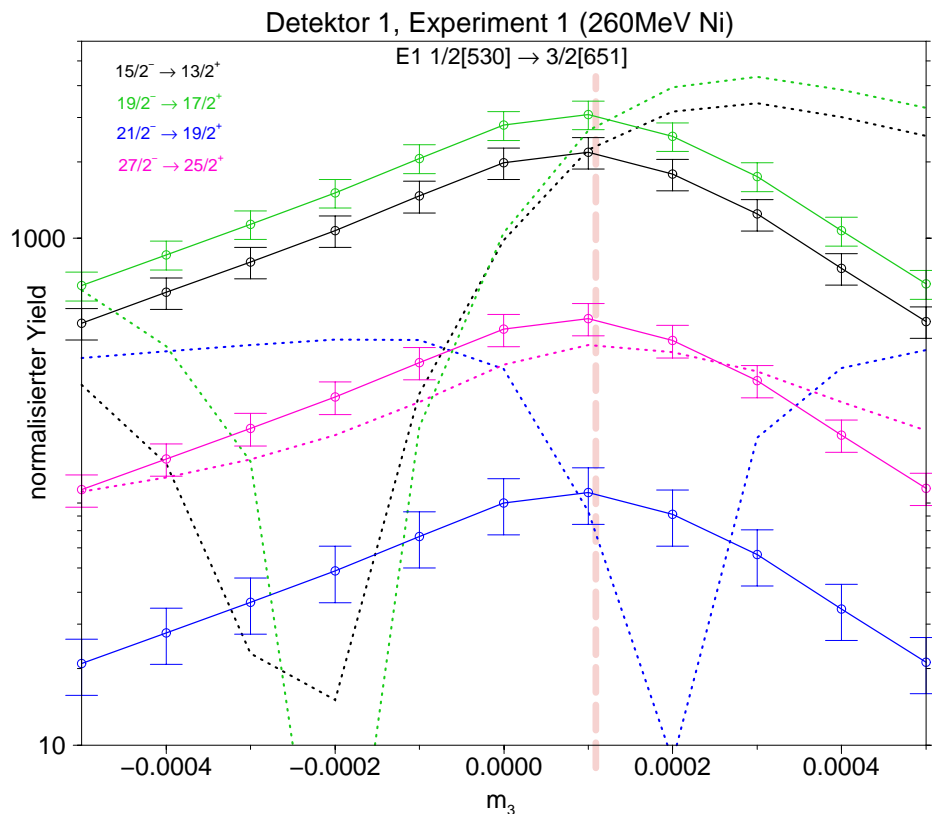


Abbildung 6.2: Beispiel einer graphischen Analyse des Einflusses von Modellparametern auf die berechneten Übergangsintensitäten. Experimentelle E1 Übergänge, die das 3/2[651] Seitenband vom 1/2[530] Grundzustandsband füttern, mit Fehlern (Rechenwerte an Stützpunkten mit durchgezogenen Linien verbunden) werden mit berechneten Yields (gepunktete Linien) verglichen. Variiert wurde der Parameter m_3 in der Mikhailov Formel (Gl. 6.16, S. 97). Die gefundene Lösung ist eingezeichnet (senkrechte Linie). In der Darstellung ändert sich der experimentelle Yield, da alle experimentellen Intensitäten mit einem Faktor renormiert werden, um χ^2 zu minimieren.

Ein graphischer Vergleich der Änderung von Parametern gibt auch eine Möglichkeit, sich einen nach deren Einfluss geordneten Überblick zu verschaffen.

Jeder Modellparameter wird einzeln variiert und dabei betrachtet man für einen ausgewählten Detektor sechs Graphiken mit Übergängen der Bänder 1–4 normiert auf einen Übergang. So kann versucht werden, die Korrelationen der Parameter zu verstehen und den Fit manuell zu beschleunigen (Abb. 6.2).

a) manuelle Steuerung der Minimalisierung

Das Programm GOSIA bietet dem Benutzer Möglichkeiten die Minimierung zu steuern, kann dies aber nicht selbstständig. Darüber hinaus sind manuelle Eingriffe notwendig, die über die Möglichkeiten der Programmsteuerung hinausgehen.

Sind alle Matrixelemente bei der Minimalisierung als „freie“ Parameter gewählt, aber die Lösungen einzelner Matrixelemente unbestimmt, so weicht das unterdeterminierte System in Lösungen mit $\chi^2/n \approx 0$ aus. Die Zahl der Parameter muss dann durch eine Kopplung reduziert werden. Um modellunabhängig zu bleiben, müsste über alle möglichen Kopplungen eine

Minimierung ausgeführt werden. Aus zeitlichen Gründen und zur Vermeidung von unphysikalischen Lösungen sind Modelle der Kopplung notwendig.

Das Programm erlaubt eine Gruppe von Matrixelementen direkt proportional an einen Parameter zu koppeln. Bei Variation des Parameters ändern sich alle Matrixelemente der Gruppe gemeinsam, wobei ihre relativen Verhältnisse gemäß den Ausgangswerten erhalten bleiben. Für mehrparametrische Modelle (Tab. 6.1, S. 98), die z.B. für die Beschreibung von E1 Übergängen notwendig sind (Abb. 6.2, vorige D.), ist keine direkte Minimierung nach den Modellparametern möglich.

Als Abhilfe kann eine Anzahl Schritte ungekoppelt oder direkt proportional gekoppelt minimiert werden. Dann erfolgt ein externer Fit der Modellparameter an die minimierten Matrixelemente. Mit den Modellparametern wird ein neuer Satz Matrixelemente generiert und eine erneute Minimierung begonnen.

In Fällen von Parametern in schwachen Korrelationen, weiter vom Minimum entfernt, wird anschaulich auf einer flachen Hyperebene variiert, auf der beliebige Parameterwerte möglich sind, ohne χ^2 zu ändern. Zu einem späteren Zeitpunkt, wenn andere Parameter neu bestimmt sind, können die Korrelationen bedeutsam werden. Anschaulich steigt aus der flachen Hyperebene ein Gebirge auf mit Tälern, die tiefer liegen, als die Ebene. Die Parameter sind dann möglicherweise zu weit vom globalen Minimumwert entfernt, so dass sie ihn mit der Gradientenmethode nicht mehr erreichen. Durch den anfänglichen Ausschluss der Parameter aus der Minimierung kann das Abwandern in physikalisch unsinnige Regionen vermieden werden.

b) Einfluss der Seitenbanden

Wenn Matrixelemente noch unbestimmt sind, wird versucht nach dem erwarteten Einfluss vom Grundzustandsband zu den Seitenbändern zu minimieren.

Dies ist aber nur eingeschränkt möglich, denn der Einfluss der Seitenbanden kann im niedere energetischen Bereich groß werden, wenn viele schwache Übergänge in einen Zustand füttern, oder diesen während der Anregung entvölkern. Die Approximation einer Ein-Schritt-Anregung ist nur eine grobe Näherung mit geringem Aussagegehalt, besonders für schwere Projektile.

Bei der Berechnung muss darauf geachtet werden physikalisch sinnvolle Räume abzutasten. So ist z.B. formal für isolierte Zerfallsübergänge mit E3 Matrixelementen etwa die gleiche Wirkung wie mit E1 Matrixelementen erreichbar, wenn die γ -Winkelverteilung nicht stark ausgeprägt ist. Die Folge sind unsinnig hohe E3 Matrixelemente und entsprechend kleine E1 Matrixelemente. In die programmgesteuerte Minimalisierung muss dann von Hand eingegriffen werden, um die Größenordnungen vorzugeben.

c) Beschleunigung der Rechengänge

Zur Beschleunigung wird die Minimierung bis in unmittelbare Nähe ($\chi^2/n < 1.1$) des Minimums nur für zwei Experimente mit ^{58}Ni und ^{32}S durchgeführt und erst dann auf die volle Konfiguration übergegangen.

d) Umgang mit den prinzipiellen Problemen

Als ein Lösungsansatz der prinzipiellen Probleme [Abs. 6.3.1 \(S. 93\)](#) kann der beste Parametersatz vollständig im Rotationsmodell ([Tab. 6.1, S. 98](#)) bestimmt werden. Das Grundzustandsband wird bei mittleren Spins zur besseren Parametrisierung möglicher Änderungen der Bandstruktur (vgl. [Abb. 5.7, S. 82](#)) geteilt ([Abs. 7.1.2 a, S. 111](#)).

Zur ersten „modellunabhängigen“ Erweiterung werden die Matrixelemente, die χ^2 am stärksten weiter minimieren, nämlich $M1$ im $3/2[651]$ Band, als freie Parameter genommen (vgl. [Abs. 7.1.2 b, S. 114](#)), wobei die unsensitiven diagonalen Matrixelemente zusammengekoppelt werden und näherungsweise aus dem mit einem experimentell bekannten magnetischen Moment μ im Grundzustandsband erhaltenen g-Faktor des Rumpfes g_R bestimmt werden.

In einer Annäherung an eine vollständig modellunabhängige Rechnung wurde die Methode der jeweils stärksten möglichen Minimierung auf die Entkopplung verschiedener Gruppen von Matrixelementen angewendet. In zeitaufwendigen vergleichenden Rechnungen wurde für verschiedene Wege der Minimierung und mit zufälligen Störungen der Parameter eine innerhalb der Fehler eindeutige Lösung ermittelt ([Abs. 7.1.2 c, S. 119](#)).

6.3.5. Qualitätskontrolle der Fitergebnisse

Hat man einen Satz von Matrixelementen erhalten, so will man diesen auf Konsistenz prüfen, da immer die Möglichkeit besteht, dass der Fit in einem lokalen Minimum terminiert.

a) Qualität des Minimums

Durch Minimalisierung mit unterschiedlichen Anfangsparametern gewinnt man während des Fitvorganges ein Gefühl für die möglichen Abweichungen und die Termination in lokalen Minima. Die Rechnungen werden bei einer stabilen eindeutigen Lösung mit $\chi^2/n \approx 1$ abgebrochen. Die Wahl unterschiedlicher Anfangswerte um das Minimum entspricht der Methode des Annealing von Hand, beschränkt auf einen physikalisch sinnvollen Bereich. Bei sorgfältiger Analyse kann daher die gleiche Qualität wie bei der Verwendung des Annealing Algorithmus erreicht werden.

Die „Langsamkeit des Abkühlungsvorgangs“ ist entscheidend für die Wahrscheinlichkeit das globale Minimum zu erreichen. Ein quantitatives Wahrscheinlichkeitskriterium kann bei der Minimalisierung von Hand nicht angegeben werden.

b) Fehlerrechnung

Das gefundene Minimum $\chi^2(M_{i=1..N})$ ist nur mit Angabe von Fehlern der Matrixelemente nach $M_i \frac{\Delta^+ M_i}{\Delta^- M_i}$ physikalisch sinnvoll. In einem multidimensionalen Raum kann ein zusammenhängender Fehlerbereich der Standardabweichung S durch Variation

$$\min_{\Delta^\pm, M'} \chi^2(M_i \pm \Delta^\pm M_i, M'_{j=1..N, j \neq i}) = \chi^2(M_{i=1..N}) + S^2 \quad (6.27)$$

definiert werden [[Gpdg:00](#)]. Gewöhnlich definiert man den Fehler *eines* Messwerts als z.B. eine Standardabweichung $S = 1$. Zufällige Messungen stimmen dann mit der Wahrscheinlichkeit von $1 - \epsilon = 68\%$ (Konfidenzniveau) innerhalb der Fehler mit dem Messwert überein. Bei der simultanen Bestimmung von *mehreren* Parametern entspricht eine Standardabweichung

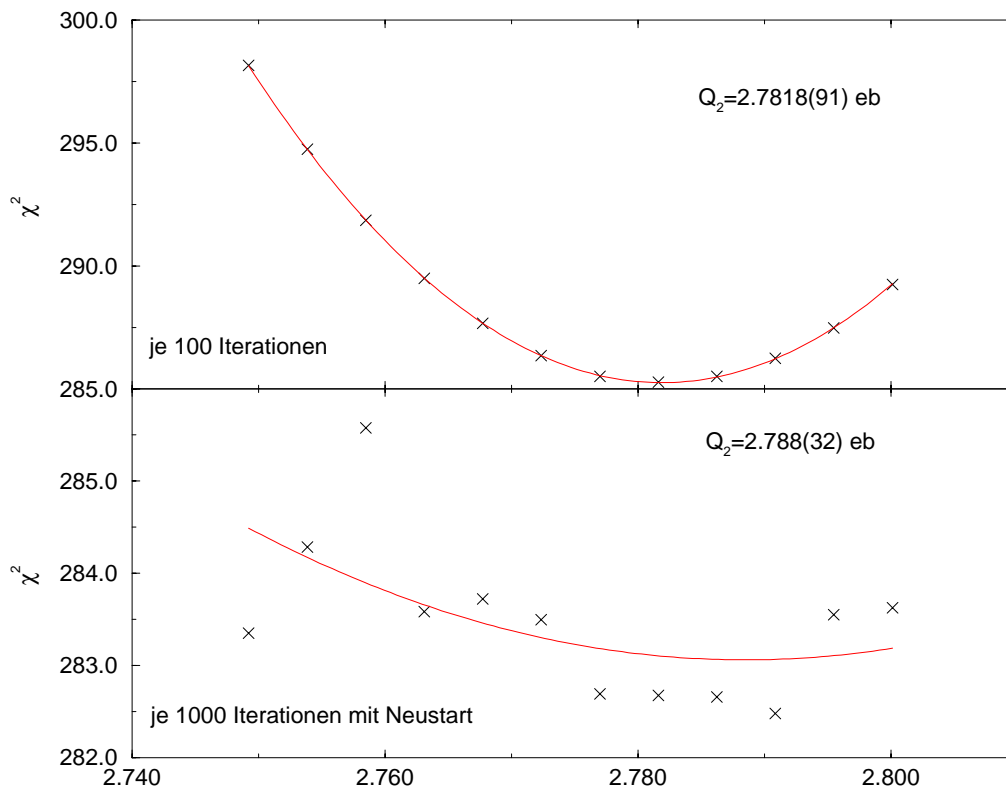


Abbildung 6.3: Beispiel möglicher Probleme bei der Minimierung in Modellen. Im oberen Bildteil wurden, ausgehend von einem Startwert, Modellparameter für festes Q_2 mit 100 Schritten je Stützpunkt minimiert. An die Punkte der χ^2 -Minimierung wird eine Parabel angefitet. Die Parabel täuscht ein perfektes Minimum vor. Doch eine weitere Minimierung der Parameter, die lokal wenig Einfluss haben, ist global möglich. Mit Eingriff von Hand kommt man zu einem niedrigeren totalen χ^2 (unterer Bildteil, 1000 Schritte je Stützpunkt). Die flachere Form bedeutet eine stärkere Korrelation durch die Berücksichtigung einer globalen Minimierung. Würde der Fit vollständig durchgeführt, würde ebenfalls wieder eine Parabel entstehen. Der Rechenaufwand und die Kontrolle der globalen Minimierung jedes der Punkte ist sehr hoch. Der Wert des festgehaltenen Parameters ändert sich innerhalb der Fehler nicht, wenn wir im globalen Minimum starten. Der Fehler ändert sich um Faktoren bis zehn.

einem niedrigeren Konfidenzniveau z.B. bei 15 Parametern von $2.5 \cdot 10^{-7}$. Erst für $S = 17$ werden die 68% erreicht¹⁸.

Das Programm **GOSIA** bietet eine Fehlerrechnung aller als modellunabhängig betrachteten Matrixelemente [CCW:97, III.6]. Wegen allgemeiner Probleme findet weder die χ^2 Methode, noch die lokale Krümmungsmatrix des wahren Minimumspunktes Verwendung, denn da möglicherweise nicht alle Parameter aus den Daten eines Experiments bestimmbar sind, kann die wahre Zahl der Parameter nur geschätzt werden und wegen der Begrenzung der Rechenzeit kann das wahre Minimum nur näherungsweise erreicht werden. Die Rechnung von Anregung und Zerfall ist zudem auf unterschiedliche Parameter empfindlich.

¹⁸für 500 Parameter erst bei $S \approx 515$.

GOSIA verwendet stattdessen zur Fehleranalyse die Tatsache, dass die gefundene Lösung mit ihren unbekanntem Fehlern eine Hyperfläche im Raum der experimentellen Observablen bildet. Bedingt durch die Fitfehler und den Fehler der Parameter der Lösung liegt der durch das Experiment mit seinen Fehlern festgelegte Raumbereich nicht auf der Hyperfläche. Die zum Raumbereich des Experiments nächsten Punkte auf der Hyperfläche der Lösung beschreiben eine möglicherweise verbesserte Lösung und deren Fehler. Unter Annahme des ungünstigsten Falls der Fehler wird die ansonsten notwendige multidimensionale numerische Integration von nichtanalytischen Funktionen auf eine eindimensionale Kurve im multidimensionalen Parameterraum reduziert. Auf der Kurve wird die Änderung von χ^2 durch die Variation eines gewählten Parameters von allen anderen Parametern bestmöglich¹⁹ ausgeglichen. Durch die Vereinfachung werden die Fehler bezüglich des gewählten 68% Konfidenzniveaus gegebenenfalls überschätzt.

Man erhält zu jedem der Matrixelemente unsymmetrische, unkorrelierte (diagonale) und korrelierte (nichtdiagonale) Fehler. Bei der Bestimmung nichtdiagonaler Fehler genügt zur Rechenzeitreduzierung die Beschränkung auf die Matrixelemente größten Einflusses in der Korrelation mittels einer Sensitivitätsmatrix. Da die erhaltenen Fehler Maximalfehler sind, kann in ungünstigen Fällen die Aussagekraft der ermittelten Ergebnisse für einzelne Matrixelemente gering sein.

Der Vorteil der Fehlermethode in **GOSIA** ist eine von angenommenen Modellen vorurteilsfreie Fehleranalyse.

Der Nachteil der Methode ist, dass nicht berücksichtigt wird, dass Matrixelemente in sehr guter Näherung durch physikalische Gesetzmäßigkeiten gekoppelt sein können. Alle Matrixelemente, die mit den genauer bestimmbar gekoppelt sind, erhalten zu große Fehler.

Eine Möglichkeit wäre eine Modellannahme vorauszusetzen, jeweils einen Modellparameter zu variieren wie in [Gl. 6.27](#) ([vorige D.](#)) und bezüglich der anderen Parameter zu minimalisieren, mit der Problematik in **GOSIA** die nichtlineare Parametrisierung einzuführen ([Abs. 6.3.4 a](#), [vorige D.](#)). Eine Änderung um $\Delta\chi^2 = 1$ entspricht dem 1σ Fehler der Variation ΔM des Modellparameters M . Für jede Minimalisierung mit festgehaltenem Modellparameter M ist im Prinzip der gleiche Aufwand wie zum Aufsuchen des globalen Minimums nötig, so dass die Methode nur praktikabel ist, wenn wenige Eingriffe von Hand nötig sind, weil das System so nahe dem Minimum ist, dass es in wenigen Iterationen (kleiner als 1000) von selbst in dieses fällt. Bei einer ungenügenden Zahl von Iterationsschritten aus Zeitgründen²⁰ kann ein Parabelfit an die χ^2 -Verteilung probiert werden. Diese Fitmethode liefert im Vergleich zur vollständigen Iteration etwa die gleichen Fehler und wurde aus Geschwindigkeitsgründen zur Bestimmung der Parameterfehler in modellabhängiger Rechnung [Abb. 7.1](#) ([S. 112](#)) ausgewählt. Bei nicht ausreichender Minimierung wird χ^2 überschätzt und damit der Fehler ΔM unterschätzt ([Abb. 6.3](#)).

Eine weitere Möglichkeit ist, die Modellparameter an die Matrixelemente und deren korrelierte **GOSIA**-Fehler zu fitten ([Abb. 7.2](#), [S. 117](#)). Der Modellfit kann nicht die unbekannt Korrelation der zudem unsymmetrischen Fehler berücksichtigen. Ein Vergleich symmetrischer minimaler und maximaler Fehler kann unter der Annahme der Gültigkeit des Modells die Maximalfehler der Modellparameter abschätzen.

¹⁹in maximaler Korrelation

²⁰Die vereinfachte Rechnung dauert bei 1000-Iterationen mit 11 Stützpunkten auf 6 Prozessoren etwa 1 Woche.

c) Verwendung von Rotationsinvarianten

Eine Prüfung der Matrixelemente ist mit den Eigenschaften der elektromagnetischen Tensoroperatoren möglich, indem bezugssystemunabhängige Rotationsinvarianten gebildet werden. Für einen Spezialfall des E2 Tensors steht ein Programm **SIGMA** (Quadrupole Sum Rule Code) zur Verfügung, das die Ausgaben des Programmes **GOSIA** weiterverwendet.

Betrachten wir Tensorprodukte der Ordnung K von irreduziblen Tensoroperatoren der Ordnung K_1, K_2 , $|K_1 - K_2| \leq K \leq K_1 + K_2$. Die niedrigste Ordnung $K = 0$ ist ein Skalar und ist als Rotationsinvariante im intrinsischen und im Laborsystem die gleiche Konstante. Dann gilt für zwei Tensoren notwendig $K_1 = K_2$ und die Invariante entspricht dem Tensorskalarprodukt (bzw. je nach Definition diesem bis auf einen Faktor).

Rotationsinvarianten lassen sich auch für höhere Produkte immer finden, wenn Tensoren sich zur Ordnung Null koppeln lassen. Anschaulich entspricht dies geschlossenen Schleifen von Anregungs- und Zerfallswegen, die wieder im Ausgangszustand enden.

Für den Quadrupoltensor wurden Summationsregeln [Kum:72] entwickelt, die das Programm **SIGMA** [CCW:97] anwendet.

Unter der Annahme eines rotationssymmetrischen spiegelsymmetrischen Kernes mit stromunabhängiger Ladungsverteilung kann ein Koordinatensystem gewählt werden, in dem der E2 Tensor nach $E2_0 = Q \cos \delta$, $E2_1 = E2_{-1} = 0$, $E2_2 = E2_{-2} = \frac{1}{\sqrt{2}}Q \sin \delta$ parametrisiert wird.

Ist nun ein Satz von E2 Matrixelementen $\langle i|E2|f \rangle$ vorgegeben, so lässt sich daraus diese Rotationsinvariante Q für jeden Zustand i berechnen. Mit dem Wignerschen $6j$ Symbol und Gl. 6.29 (nächste D.) gilt:

$$\begin{aligned}
 \langle i|Q^2|i \rangle &= \sqrt{5} \langle i|(E2 \times E2)^0|i \rangle \\
 &= \frac{\sqrt{5}}{\sqrt{2I_i + 1}} \langle i|(E2 \times E2)^0|i \rangle \\
 &= \frac{(-1)^{2I_i} \sqrt{5}}{\sqrt{2I_i + 1}} \sum_t \langle i|E2||t \rangle \langle t|E2||i \rangle \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 0 \\ I_i & I_i & I_t \end{Bmatrix} \\
 &= \frac{1}{2I_i + 1} \sum_t \langle i|E2||t \rangle^2.
 \end{aligned} \tag{6.28}$$

Anschaulich summieren wir über alle erlaubten Übergangsmöglichkeiten unter Verwendung eines (oder keines²¹) Zwischenzustandes um wieder in den Ausgangszustand zu kommen. Analog lassen sich höhere Potenzen der E2 Operatoren unter Verwendung mehrerer Zwischenzustände definieren, wobei dann zusätzliche Wahlfreiheiten der möglichen Ordnungen K des Drehimpulses der Zwischenprodukte entstehen, die dann zur Ordnung Null gekoppelt werden. Die höheren Ordnungen entsprechen verschiedenen Pfaden der Anregung und testen den Einfluss entfernterer Zustände. Bei einem vollständigen Satz von Matrixelementen sollten für alle diese Ordnungen K gleiche Werte für Q erhalten werden. Bei Vorgabe der Werte Q im Rotationsmodell sind alle Invarianten gleich und entsprechen dem Modellparameter.

Eine erweiterte Diskussion der Quadrupol Summationsregeln insbesondere im Hinblick auf Nichtkommutativität findet sich in [DRS:87].

²¹ $i = t$

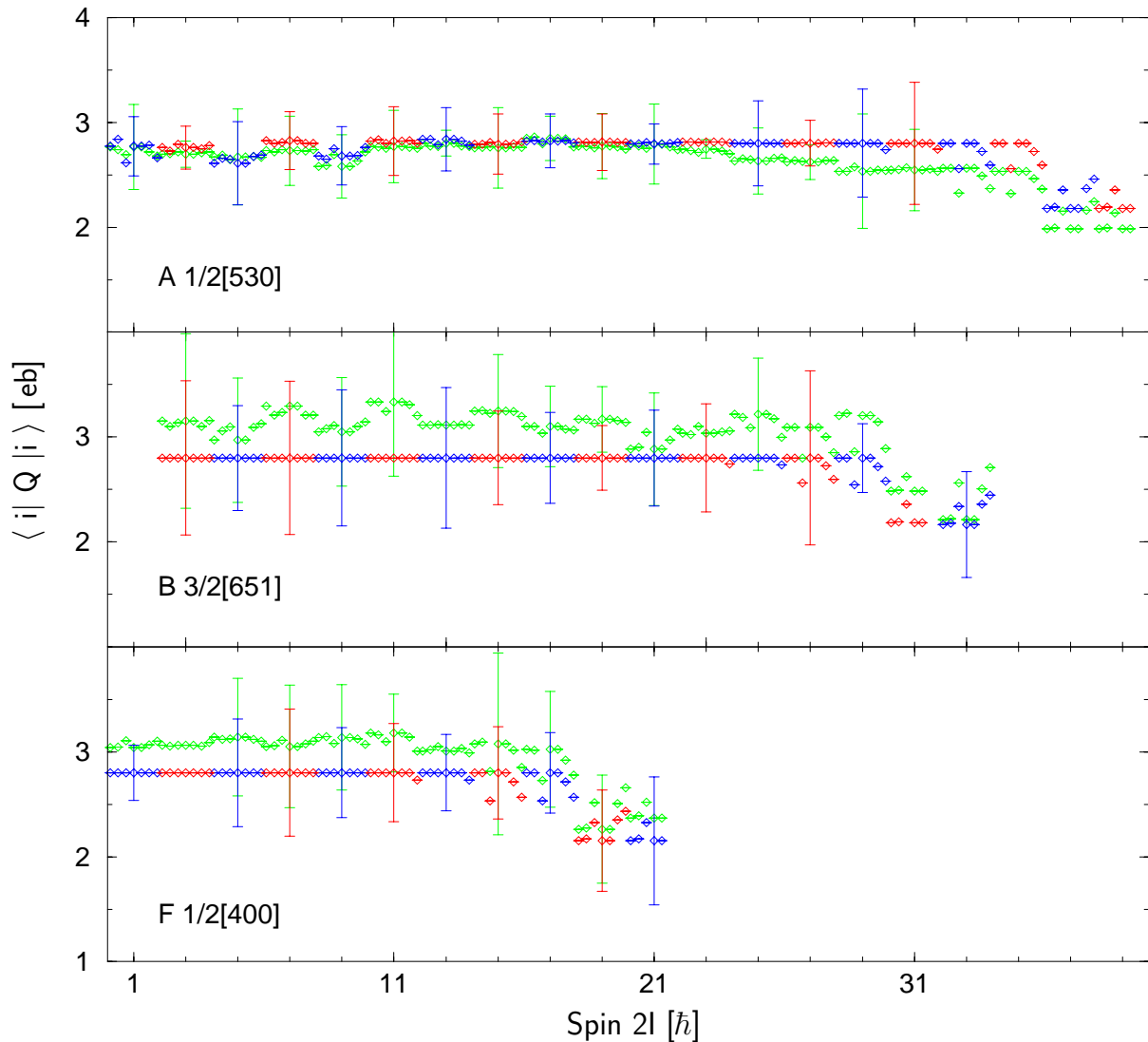


Abbildung 6.4: Die Rotationsinvariante $\langle i|Q|i\rangle$ der Bänder A 1/2[530], B 3/2[651] und F 1/2[400]+1/2[660] mit Fehlern (Fehler größer als 30% werden unterdrückt) für zwei modell-unabhängige Erweiterungen (μE , Abs. 7.1.2 c, S. 119) mit $\chi^2/n = 1.02$, (Abb. A.1, S. 153) (blau, rot) und $\chi^2/n = 0.994$ (grün). Nach links bzw. rechts verschoben sind die aus Q^4 bzw. Q^6 berechneten Invarianten (zur besseren Unterscheidbarkeit ohne Fehler) für $\chi^2/n = 1.02$ in mit dem Spin wechselnden Farben dargestellt. Man findet eine gute Übereinstimmung der Invarianten eines Spins, was auf ein vollständiges System der Matrixelemente (Niveaus) hinweist. Am oberen Ende der Bänder ist die Vollständigkeitsannahme wegen unbeobachteter und unberücksichtigter Niveaus nicht mehr erfüllt. Infolge der starken Korrelationen in den dargestellten Werten führt eine Mittelwertbildung, wie sie beim Betrachten gewohnheitsgemäß geschieht, zu einem falschen Eindruck. Bei genau dem Rotationsmodell entsprechenden Matrixelementen besitzen alle Spins identische Werte für Q , wie in den Seitenbändern der Lösung $\chi^2/n = 1.02$ (blau, rot) sichtbar. Die Lösung mit kleinerem $\chi^2/n = 0.99$ (grün) streut stärker (auch für die hier nicht gezeigten anderen Übergangsarten) und hat dementsprechend mehr freie Parameter, ohne die Signifikanz des Modells deutlich zu erhöhen. Derartige Lösungen wurden verworfen.

Die Gleichheit der Invarianten Q unterschiedlicher Ordnungen innerhalb eines Niveaus ist ein Test der Vollständigkeit des Satzes der Matrixelemente bezüglich der Qualität der experimentellen Daten, des Fits mit **GOSIA** und des vorgegebenen endlichen Niveauschemas und der daraus folgenden Kopplungen.

Die Rotationsinvarianten Q und $\cos 3\delta$ können mit dem Programm **SIGMA** bis zur Ordnung 6 bzw. 5 ausgewertet werden [Cli:86].

Im Fall der Rechnungen zu ^{231}Pa erhält man für die Bänder innerhalb der Fehler ein konstantes $\cos 3\delta$ von 1, entsprechend prolater Deformation. Die für jeden Zustand zu den Ordnungen und deren verschiedenen Summationspfaden erhaltenen Rotationsinvarianten Q sind in **Abb. 6.4** (**vorige D.**) dargestellt.

Man sieht eine gute Übereinstimmung aller Invarianten für jeden Spin. Wegen der Beschränkung des Modellsystems bei hohen Spins treten dort Abweichungen auf, da die unberücksichtigten Niveaus nicht zur Summenbildung beitragen.

6.3.6. Verbesserungsmöglichkeiten des Fitvorganges

Prinzipiell wäre das Invarianten-Verfahren auf andere, auch unterschiedliche, Tensoren, die zu null koppeln, und höhere Ordnungen unter Verwendung der allgemeinen Entwicklung nach Zwischenzuständen (mit [Ale:02])

$$\langle I_i \| (E_N \times F_M)^J \| I_f \rangle = \quad (6.29)$$

$$(-1)^{I_i + I_f + J} \sqrt{2J + 1} \sum_t \langle I_i \| E_N \| I_t \rangle \langle I_t \| F_M \| I_f \rangle \begin{Bmatrix} N & M & J \\ I_i & I_f & I_t \end{Bmatrix}$$

anwendbar. Soweit bekannt, wurde dies noch nicht durchgeführt.

Die Kopplungen durch die Nebenbedingungen von Tensoreigenschaften könnten die Variationsmöglichkeiten der Matrixelemente zueinander im **GOSIA**-Fit einschränken und würden physikalisch sinnlose Lösungen vermeiden, ohne die Modellunabhängigkeit²² aufzugeben.

Eine derartige Erweiterung der Programme **GOSIA** und **SIGMA** wäre eine Hilfe bei der Analyse komplexer Datensets aus Gammadetektorbällen, da auch andere Matrixelemente unter Verwendung der jetzt vielen bekannten Zustände und somit möglichen höheren Ordnungen mit modernen Rechanlagen berechnet und auf Vollständigkeit überprüft werden könnten.

Für noch komplexere Systeme, als das hier betrachtete, ist eine Effizienzsteigerung des Programmes **GOSIA** notwendig.

Die Abkehr von der semiklassischen Rechnung hin zur vollen quantenmechanischen **Coulex**-Rechnung und die Berücksichtigung von Soub-Coulomb-Transfer Kanälen würde für leichte Projektile Verbesserungen hin zu realistischeren theoretischen Rechnungen des Experimentes erlauben. Für schwere Projektile ist dies zum gegenwärtigen Zeitpunkt der Messtechnik für Datensätze wie in den ^{231}Pa Experimenten noch nicht nötig.

²²wenn man von einem vollständigen Niveauschema ausgeht

7. Matrixelemente und deren Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Rechnungen mit **GOSIA** aus den experimentellen Daten zusammengefasst. Soweit für das Verständnis nötig, wird auf Abschnitte vorher hingewiesen.

7.1. Matrixelemente

Nach abgeschlossener Minimierung und Fehlerrechnung mit **GOSIA** erhält man einen Satz von experimentellen Matrixelementen mit deren individuellem Fehler.

Die Signifikanz des gesamten Modells wird von χ^2/n und der Anzahl der Freiheitsgrade n bestimmt (**Abs. 5.2, S. 79**). Wegen den unbekanntem unabhängigen Parametern¹ wird $n = 546$ wie die Zahl der reduzierten experimentellen Daten verwendet.

Die Phasenkonvention ist so gewählt, dass die hier angegebenen Matrixelemente reell sind und der Beziehung **Gl. 6.21 (S. 98)** gehorchen.

7.1.1. Vorzeichen

In Übereinstimmung mit der Parametrisierung in Deformationsparameter β_λ (**Abb. 6.8ff, S. 96**) und der prolaten Deformation nach der Systematik (**Tab. 6.2, S. 99**) wird im Grundzustandsband $Q_2 > 0$ gewählt².

Erzeugende Parameter eines am besten beschreibenden Modells teilen die Matrixelemente in Gruppen ein. Im Folgenden wird unter dem Vorzeichen einer Gruppe von Matrixelementen das Vorzeichen eines beliebig gewählten, aber dann festgelegten Mitglieds verstanden.

Die Wahl der relativen Vorzeichen der Matrixelemente kann zu unterschiedlichen Minima, charakterisiert durch unterschiedliche χ^2/n , führen.

Wird nur die Auswirkung der Vorzeichenänderungen für die Untergruppen, die aus den 15 hauptsächlich beschreibenden Parametern³ des Rotationsmodells entstehen, untersucht, so sind bereits 32767 Fälle zu unterscheiden.

Durch die Untersuchung ausgewählter Fälle stellt man fest, dass die relativen Vorzeichen mehrerer Parameter innerhalb einer Multipolaritätsgruppe (z.B. **E1: $m_1^{(13)}, m_2^{(13)}, m_3^{(13)}$** vgl. **Abb. 6.2, S. 101**) deutlichen Einfluss zeigen und damit zueinander festgelegt sind. Als Vorzeichen dieser Gruppen sei das Vorzeichen des ersten Parameters gewählt.

¹Im ungekoppelten Fall ist jedes Matrixelement ein abhängiger Parameter!

²Die Vorzeichenwahl ist eine Phasenentscheidung (vgl. **Gl. 6.20, S. 98**) für die reellen Matrixelemente zwischen +1 und -1. Durch die Festlegung eines Vorzeichens sind diejenigen aller anderen Matrixelemente definiert.

³In **Tab. 6.1 (S. 98)** ist eine Beschreibung mit 41 Variablen angegeben. Bei festem g_R reduziert sich die Anzahl der Parameter um 5, bei einem für alle Bänder gemeinsamen Q_2, Q_4 um 8, bei $m_3 = 0$ für E1 um 2, bei E3 $\bar{Q}_3 = 0$ um 4, der Aufspaltung von Band A um 7, auf die angegebenen 15 Parameter.

Berechnung von Anregung und Zerfall mit GOSIA bei Vorzeichenwechsel der zu den Übergängen gehörigen Matricelemente		$\Delta(\chi^2/n)$
Ausgangsdaten (kein Wechsel)		0.00
E1	1/2[530] → 3/2[651]	0.01
E3	1/2[530] → 3/2[651]	0.01
E1, E3	1/2[530] → 3/2[651]	0.00
E1	1/2[530] ¹⁾ → 1/2[400]	0.00
E3	1/2[530] → 1/2[400]	0.00
E1, E3	1/2[530] ¹⁾ → 1/2[400]	0.00
E1	1/2[530] ¹⁾ → 3/2[651]	0.01
E1	1/2[530] ²⁾ → 3/2[651]	0.00
E3	1/2[530] ¹⁾ → 3/2[651]	0.07
E3	1/2[530] ²⁾ → 3/2[651]	0.05
E3	1/2[530] ¹⁾ → 1/2[400]	0.03
E3	1/2[530] ²⁾ → 1/2[400]	0.02
E1	1/2[530] ¹⁾ → 1/2[400]	0.00
M1	1/2[530] → 1/2[530]	0.00
M1	3/2[651] → 3/2[651]	0.00
M1	1/2[400] → 1/2[400]	0.00
E4	1/2[530] → 1/2[530] 3/2[651] → 3/2[651] 1/2[400] → 1/2[400]	1.65
E2	1/2[530] → 1/2[530]	4.06
E2	3/2[651] → 3/2[651]	1.11
E2	1/2[400] → 1/2[400]	1.89

¹⁾ niederenergetischer Teil des 1/2[530] Bandes einschließlich der Spins 1/2⁻ – 27/2⁻

²⁾ hochenergetischer Teil des 1/2[530] Bandes größer gleich Spin 29/2⁻

Tabelle 7.1: Vorzeichenuntersuchung der Matricelemente mit **GOSIA**. Angegeben ist die Erhöhung Δ des χ^2/n zur besten Lösung auf die signifikanten Stellen.

Eine weitere generelle Aussage der Untersuchung ist, dass die Änderung aller Vorzeichen einer Multipolaritätsgruppe meist geringeren Einfluss auf die Lage des Minimums hat.

Daher wurden zuerst die relativen Vorzeichen innerhalb der Multipolaritätsgruppen bestimmt und dann das Vorzeichen der Gruppen untereinander untersucht. Aufgrund der langen Minimierungszeiten ist die Untersuchung sehr zeitaufwendig, da im Prinzip für jedes Vorzeichen, zumindest aber beim Auffinden einer deutlichen Reduzierung in χ^2 bei einem Vorzeichenwechsel eine volle Minimierung abgeschlossen werden muss. Auf jedem Minimierungsweg können zudem erneute Vorzeichenwechsel eine Verbesserung erbringen. Die empirisch gefundene beste Lösung⁴ der Vorzeichen wird in **Abs. 7.1.2**⁵ angegeben.

In **Tab. 7.1** wurden in der modellunabhängigen Lösung (**Abs. 7.1.2c**, **S. 119**) in ausgewählten Gruppen alle Vorzeichen der Matricelemente geändert und die zugehörigen χ^2/n bestimmt.

⁴Bei Lösungen mit größerem χ^2/n sind die Erhöhungen Δ meist größer.

⁵Die Vorzeichen der zugeordneten Rotationsmodellparameter sind für alle Lösungsvarianten die gleichen.

Die erhaltenen Änderungen wurden in der modellabhängigen Rechnung ([Abs. 7.1.2 a](#)) verifiziert. Zwischen den Gruppen gilt:

- Gleiche relative Vorzeichen der E2 und E4 Matrixelemente sind statistisch wahrscheinlich. Unterschiedliche Vorzeichen der E2 Matrixelemente in den Bändern sind nicht möglich.
- Die relativen Vorzeichen der M1 zu den E2 sind nicht bestimmbar⁶.
- Eine Änderung von Vorzeichen für die beiden Teile des Grundzustandsbandes ist nicht möglich (z.B. bei E3).
- Die Bestimmbarkeit der relativen Vorzeichen der E1, E3 Matrixelemente zwischen den 1/2[530] 3/2[651] Bändern und relativ zu dem E2 Vorzeichen liegt knapp über der Nachweisgrenze.
- Die relativen Vorzeichen der E3 Matrixelemente zwischen den 1/2[530] 1/2[400] Bändern zu den E2 sind bestimmbar. Die relativen Vorzeichen der E1 Matrixelemente zwischen den 1/2[530] 1/2[400] Bändern sind nicht bestimmbar.

Auf den folgenden Seiten angegebene Vorzeichen in der Rotationsmodellparametrisierung bzw. der einzelnen Matrixelemente sind bezüglich der zuvor genannten Kriterien als bestimmt anzusehen. Unbestimmbare Vorzeichen haben keinen Einfluss auf die Minimumlösung. Die unbestimmten Vorzeichen entsprechen den in der **GOSIA**-Rechnung verwendeten.

Mit bestimmten Vorzeichen sind in klassischer Vorstellung auch die Vorzeichen der Deformationsparameter ([Abs. 7.3, S. 131](#)) und damit die Kernform festgelegt. Bei K-Mischungen, wie in **QPMC** Kernmodellen ([Abs. 7.2.2, S. 124](#)) angenommen, sind die Vorzeichen ein Test der Summen von Mischungsamplituden.

7.1.2. Lösungsvarianten

Erhaltene Lösungen der Sätze von Matrixelementen unterscheiden sich voneinander durch das gewählte Modell mit dessen Parameterzahl und zum Experiment in der Übereinstimmung bezüglich $\chi^2/n \approx 1$. Die „beste“ Lösung ist definitionsabhängig (vgl. [Abs. 6.3.1, S. 93](#)).

Drei Lösungen werden angegeben, die vom Ziel einer möglichst guten Beschreibung der experimentellen Daten mit wenigen Parametern im Rotationsmodell bis zur modellunabhängigen Beschreibung innerhalb der Messfehler durch Angabe aller Matrixelemente reichen.

a) modellabhängig

Die Lösung der Rotationsmodellparameter gemäß [Tab. 6.1 \(S. 98\)](#) mit der Fehleranalyse nach [Abs. 6.3.5 b \(S. 105\)](#) ist in [Abb. 7.1 \(nächste D.\)](#) angegeben.

Durch die Annahme der Gültigkeit⁷ genau dieses Modells der gewählten Parameter werden deren Fehler sehr klein (z.B. E2 im g.s.-Band <1%). Das zugehörige χ^2/n des Minimums 1.6 liegt aber außerhalb der statistischen Erwartung für ein gültiges Modell. Die Wahrscheinlichkeit der strikten Gültigkeit trotz des beobachteten χ^2/n ist wegen der Signifikanz von 10^{-17} gering. Die berechneten Intensitäten würden mit den gemessenen erst bei Vergrößerung aller Intensitätsfehler⁸ mit dem Faktor 1.26 innerhalb der statistischen Erwartung übereinstimmen

⁶Nur der Interferenzterm ist vorzeichensensitiv. Seine Winkelabhängigkeit unterscheidet ihn nicht stark von den M1 und E2 Termen [[CCW:97, I.2 1.33ff](#)]. Weiter reduzieren die Fütterung des Ausgangszustandes [[CCW:97, 1.44](#)], die nukleare Deorientierung [[CCW:97, I.2.1](#)] und die relativistischen Effekte [[CCW:97, I.2.2](#)] eine vorzeichenabhängige Ausprägung der Winkelverteilung.

⁷Siehe [Fußn. 7 \(S. 80\)](#).

⁸1000(100) vergrößert sich hier auf 1000(126), also der relative Fehler von 10% auf 12.6%, nicht etwa auf 36%!

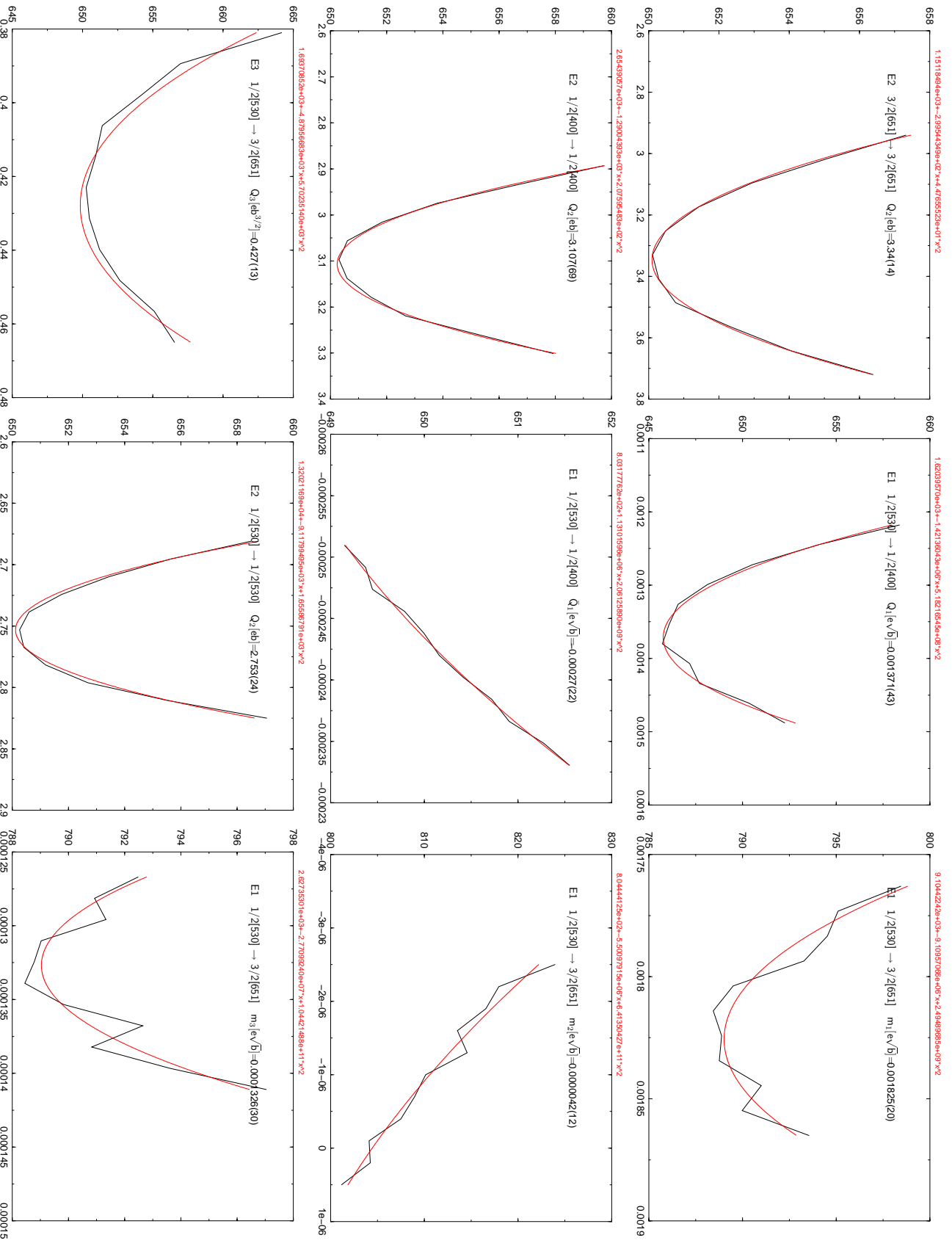
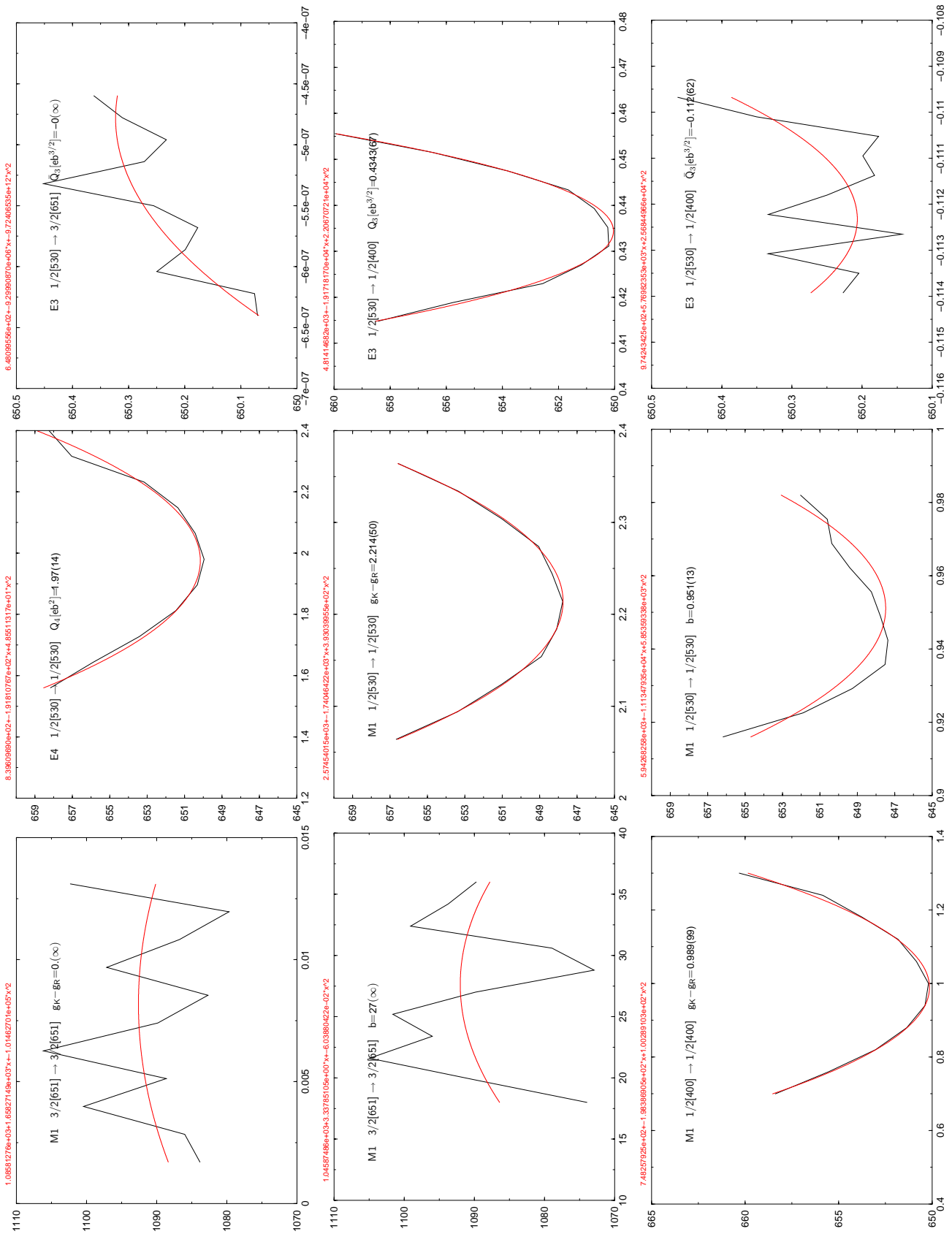


Abbildung 7.1: Fehleranalyse durch Minimierung an Stützpunkten. Abszisse Parameterwert, Ordinate χ^2 , Fitparabel (rot)



Fortsetzung der Abbildung 7.1: Fehleranalyse

(Abs. 6.3.1, S. 93). Das Rotationsmodell ist nur innerhalb dieser Näherung gültig.

In Abb. 7.1 (vorige D.) ist zu erkennen, dass bei mehrparametrischen⁹ Funktionen die automatische Iteration manchmal kein Minimum finden kann, wenn die Abhängigkeit zu schwach ist. Hier wären noch weitere Eingriffe von Hand nötig (vgl. Abb. 6.3, S. 104). Die nicht bestimmten Fehler dieser Modellparameter können vorsorglich als unendlich groß abgeschätzt werden. Wie aus Gl. 6.19 (S. 97) zu sehen, ist die Rechnung nur auf $(g_k - g_R)$ sensitiv und falls ein b existiert, ergeben sich jeweils zwei Lösungen (Abs. 6.3.3 a, S. 99), von denen an dieser Stelle nur eine angegeben ist. Da g_R nur für die diagonalen Matrixelemente relevant ist, wurde zur Berechnung im Grundzustandsband das experimentelle magnetische Moment μ des Grundzustands verwendet. In den Seitenbändern ist das magnetische Moment μ nicht bekannt, aber zur Abschätzung kann das g_R im Seitenband durch das g_R des Grundzustandsbandes genähert werden.

b) erweitert modellabhängig

Um das Modell zu verbessern, wird eine modellunabhängige Erweiterung (Abs. 7.1.2 c, S. 119) eingeführt. Die Erweiterung beschränkt sich auf die M1 Übergänge im $3/2[651]$ Band¹⁰ und dessen E1 Übergänge mit dem Grundzustandsband. Für diese Art einer Erweiterung, verglichen mit anderen Erweiterungen etwa gleicher Größenordnung in der Anzahl freier Parameter, wurde χ^2/n am deutlichsten vermindert.

Ein $\chi^2/n < 1.2$ verbessert die Signifikanz auf 0.001, was nach Abs. 5.2 (S. 79) bereits als konsistent mit der Gültigkeit der Modellannahmen angesehen werden kann, wobei zur statistisch erwarteten Übereinstimmung berechneter und gemessener Intensitäten eine Vergrößerung aller Intensitätsfehler mit dem Faktor 1.1 notwendig wäre.

In der Fehlerrechnung wurde der Fehler eines ausgewählten Matrixelementes unter Berücksichtigung der Korrelationen (Abs. 6.3.5 b, S. 104) bei Variation aller anderen Matrixelemente ermittelt. Jedes Matrixelement ist damit ein formaler unabhängiger Parameter, frei von jeder externen Kopplung z.B. durch das Rotationsmodell, nur über die Korrelationen gekoppelt an alle restlichen Matrixelemente.

Die Variation eines Matrixelementes in physikalisch unsinnigen Ereignisräumen wurde durch Programmvorgabe einer oberen und unteren Grenze ausgeschlossen.

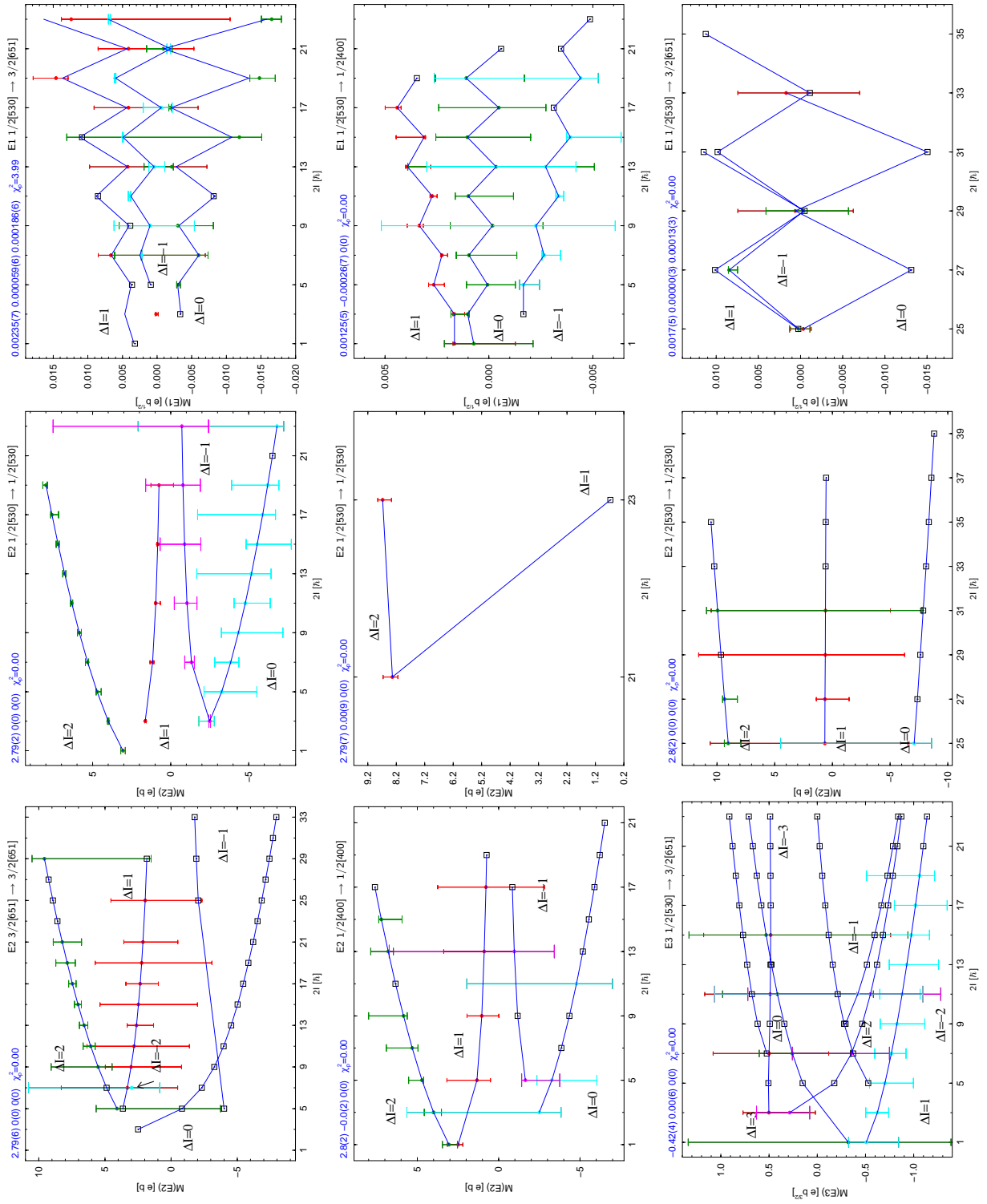
Matrixelemente, die keine experimentell beobachteten Übergänge beschreiben, werden im Programm indirekt, z.B. über deren Einfluss auf Intensitätssummen, bestimmt. Entsprechend wächst der Fehler für diese Matrixelemente bis zu einem unendlichen Wert (in der Rechnung begrenzt durch vorgegebene Variationsgrenzen), was einem aus den experimentellen Daten nicht unabhängig bestimmbar Matrixelement entspricht.

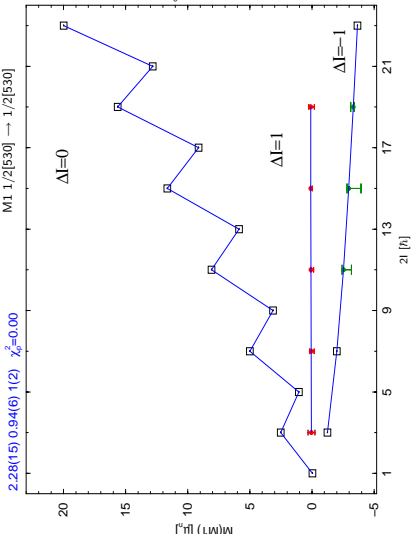
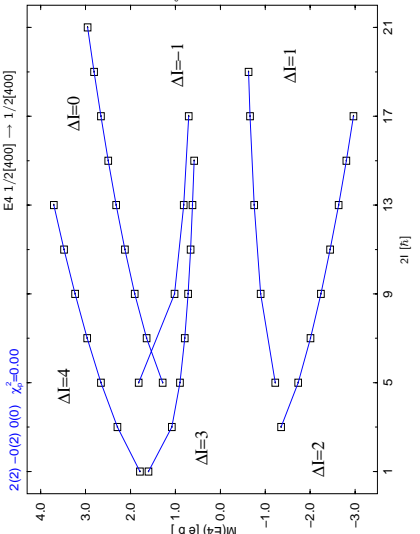
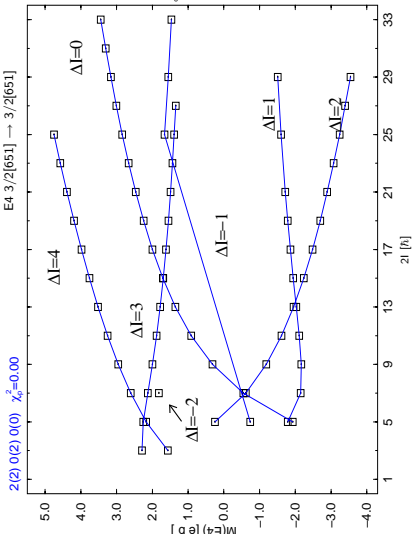
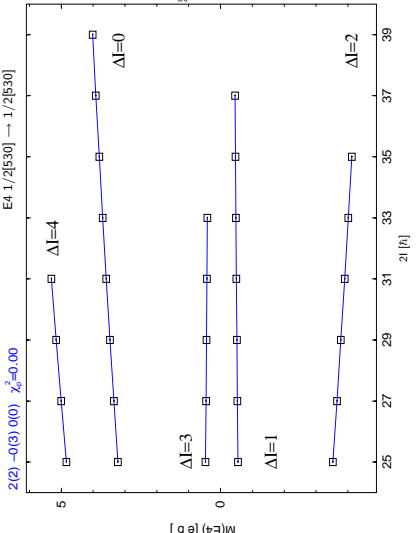
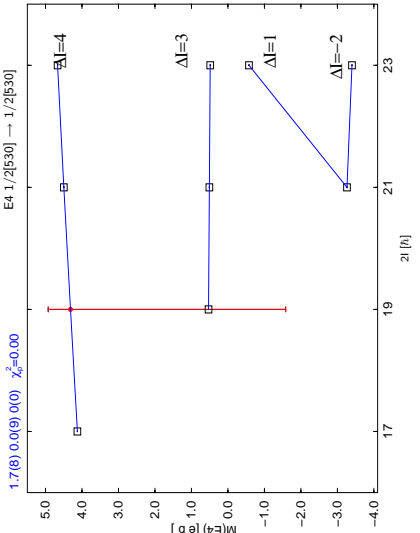
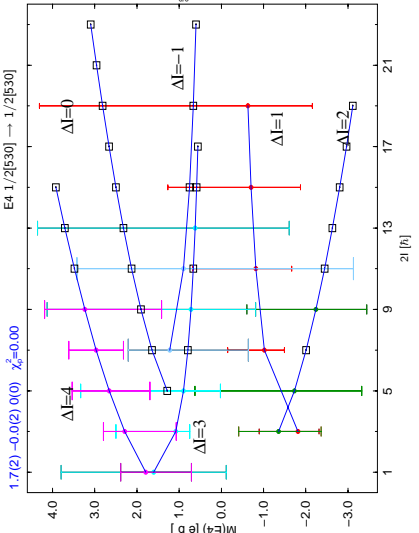
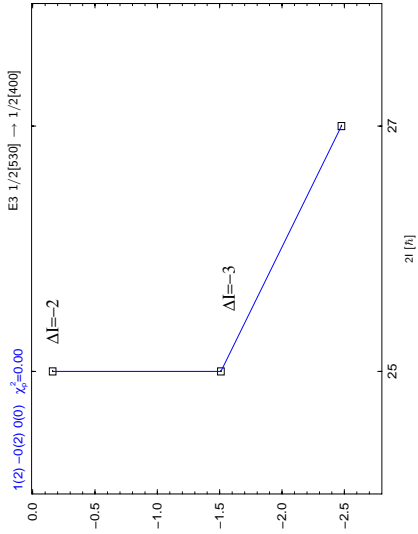
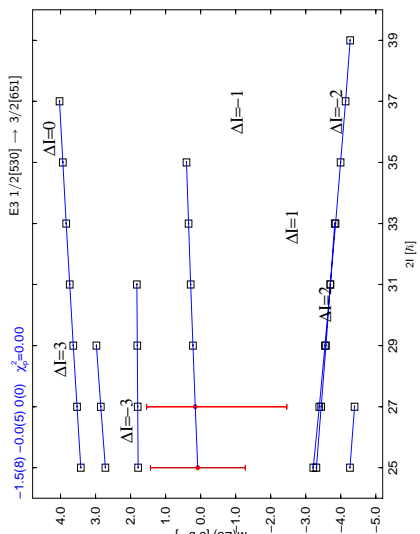
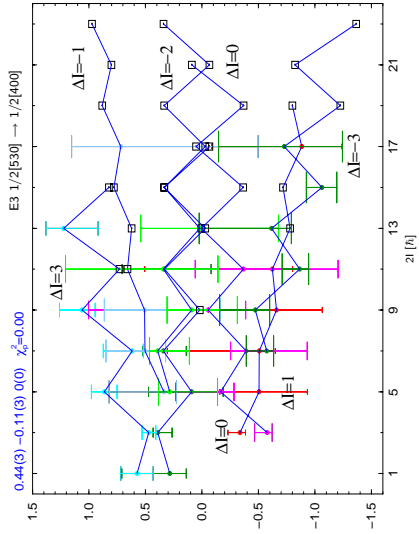
Die Berechnung von Matrixelementen der Übergänge z.B. geringer Intensität mit einem starken Partner in einer Doppellinie kann ein Matrixelement mit großem Fehler erzeugen. Bei Anwendung des Rotationsmodells wird aus Matrixelementen mit geringem Fehler von beobachteten Übergängen energetisch vor und nach dem schlecht bestimmbar Matrixelement auf dessen gut bestimmten Wert und entsprechend einem geringeren Fehler geschlossen.

Die erweitert modellabhängige Rechnung soll mit dem Rotationsmodell verglichen werden. An die Matrixelemente mit ihren Fehlern werden dazu die Rotationsmodellfunktionen (Tab. 6.1, S. 98) angefügt, so dass Modellparameter mit Fehlern erhalten werden (Abb. 7.2).

⁹Vgl. Einschränkung auf Linearität Abs. 6.3.4 a (S. 102).

¹⁰Die unbestimmbar Diagonalelemente werden an einen Parameter gekoppelt.





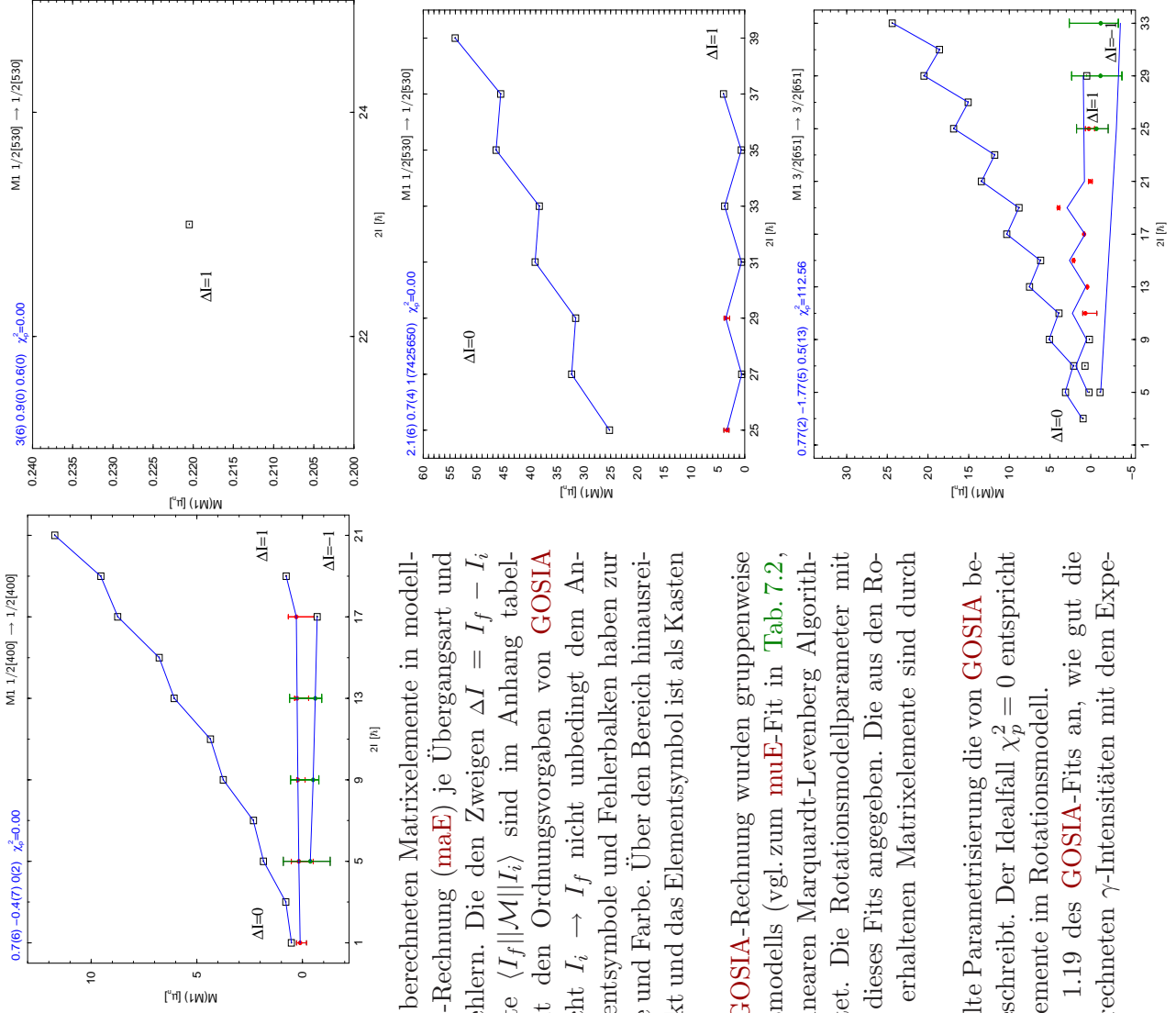


Abbildung 7.2: Darstellung der von **GOSIA** berechneten Matrixelemente in modellabhängig erweiterter **GOSIA**-Rechnung (**maE**) je Übergangsart und Bändern mit korrelierten Fehlern. Die den Zweigen $\Delta I = I_f - I_i$ zugeordneten Matrixelemente $\langle I_f || \mathcal{M} || I_i \rangle$ sind im Anhang tabelliert (Tab. A.1, S.138). Mit den Ordnungsvorgaben von **GOSIA** (Abs. 6.3.3 a, S.98) entspricht $I_i \rightarrow I_f$ nicht unbedingt dem Anregungsmatrixelement. Elementsymbole und Fehlerbalken haben zur Zuordenbarkeit gleiche Breite und Farbe. Über den Bereich hinausreichende Fehler sind unterdrückt und das Elementsymbol ist als Kasten gekennzeichnet.

An die Matrixelemente der **GOSIA**-Rechnung wurden gruppenweise die Parameter des Rotationsmodells (vgl. zum **muE**-Fit in Tab. 7.2, nächste D.) mit dem nichtlinearen Marquardt-Levenberg Algorithmus [Lev:44, Mar:63] gefittet. Die Rotationsmodellparameter mit Fitfehler sind neben dem χ^2 dieses Fits angegeben. Die aus den Rotationsmodellfunktionen neu erhaltenen Matrixelemente sind durch eine Linie verbunden.

χ^2_p gibt an, wie gut die gewählte Parametrisierung die von **GOSIA** berechneten Matrixelemente beschreibt. Der Idealfall $\chi^2_p = 0$ entspricht der Darstellung der Matrixelemente im Rotationsmodell.

Zum Unterschied gibt $\chi^2 = 1.19$ des **GOSIA**-Fits an, wie gut die aus den Matrixelementen berechneten γ -Intensitäten mit dem Experiment übereinstimmen.

Asymmetrische Fehler können unter Verwendung der maximalen bzw. minimalen Größen einem symmetrischen Fit übergeben werden. In Abb. 7.2 (S. 115–117) sind die Fits mit individuellen χ_p^2 angegeben. Ein $\chi_p^2 = 0$ gibt an, dass die Matrixelemente vollständig der Modellparametrisierung entsprechen. Die Fehleranalyse der Modellparameter ist nur korrekt, wenn die Matrixelemente eines Parametersatzes nicht oder nur schwach miteinander korreliert sind. In der Anregung bzw. im Zerfall aufeinander folgende Matrixelemente (z.B. E2) zeigen eine stärkere Korrelation, die unter der Gültigkeitsannahme einer Modellkopplung den Fehler nach oben abschätzt.

Tabelle 7.2: Bester Fit der Parameter gemäß Abb. A.1 (S. 151–153) im Rotationsmodell an die weitgehend modellunabhängige Rechnung mit GOSIA. Angegeben sind die experimentell bestimmten Parameter.

Übergang		Multi- polarität	Modellparameter* nach Tab. 6.1 (S. 98)		
Ausgangsband $K_i[Ln_3\Lambda]_i$	Zielband $K_f[Ln_3\Lambda]_f$		Q bzw. m_1	\bar{Q} bzw. m_2	m_3
1/2[530] ¹⁾	3/2[651]	E1	0.0023(2)	0.00006(2)	0.00018(2)
1/2[530] ¹⁾	1/2[400]	E1	0.00119(6)	-0.00023(8)	
1/2[530] ²⁾	3/2[651]	E1	0.0018(9)		0.00013(4)
1/2[530] ¹⁾	1/2[530] ¹⁾	E2	2.71(3)		
1/2[530] ¹⁾	1/2[530] ²⁾	E2	2.80(13)		
1/2[530] ²⁾	1/2[530] ²⁾	E2	2.8(2)		
3/2[651]	3/2[651]	E2	2.80(12)		
1/2[400]	1/2[400]	E2	2.8(3)		
1/2[530] ¹⁾	3/2[651]	E3	0.44(6)		
1/2[530] ¹⁾	1/2[400]	E3	0.44(5)	-0.11(5)	
1/2[530] ²⁾	3/2[651]	E3	0.8(11)		
1/2[530] ²⁾	1/2[400]	E3	0.7(14)		
1/2[530] ¹⁾	1/2[530] ¹⁾	E4	1.6(3)		
1/2[530] ¹⁾	1/2[530] ²⁾	E4	1.6(13)		
1/2[530] ²⁾	1/2[530] ²⁾	E4	2(3)		
3/2[651]	3/2[651]	E4	2(3)		
1/2[400]	1/2[400]	E4	2(3)		
			$g_K - g_R$	b	g_R^\dagger
1/2[530] ¹⁾	1/2[530] ¹⁾	M1	2.14(8)	1.06(5)	0.59(4)
			2.28(9)	0.94(4)	0.62(4)
1/2[530] ¹⁾	1/2[530] ²⁾	M1	5(9)		
1/2[530] ²⁾	1/2[530] ²⁾	M1	1.8(5)	1.32(17)	0.58(20)
			2.4(6)	0.76(10)	0.69(17)
3/2[651]	3/2[651]	M1	0.82(3)	-2.09(11)	
1/2[400]	1/2[400]	M1	0.7(9)		

* Intrinsische elektrische Momente sind in Einheiten $e b^{\lambda/2}$ angegeben

† aus $\mu = 2.01(2)$ für $I = 3/2$ im Grundzustandsband 1/2[530]

¹⁾ niederenergetischer Teil des 1/2[530] Bandes einschließlich der Spins $1/2^- - 27/2^-$

²⁾ hochenergetischer Teil des 1/2[530] Bandes größer gleich Spin $29/2^-$

c) weitgehend modellunabhängige Rechnung

Die Zahl der Modellparameter kann fortschreitend nach Gruppen, die χ^2/n am stärksten minimieren, erweitert werden. Eine Erweiterung ist nur sinnvoll, solange noch eine stabile Lösung unabhängig von den Anfangsbedingungen mit $\chi^2 \neq 0$ gefunden wird. Die Überprüfungen und Kontrollen sind sehr zeitaufwendig, da sehr viele Möglichkeiten¹¹ der Erweiterbarkeit bestehen.

Im Anhang Abb. A.1 (S. 151–153) ist das beste empirisch bestimmte, physikalisch sinnvolle Ergebnis dargestellt. Der Fit im Rotationsmodell an die modellunabhängige Rechnung liefert die Parameter in Tab. 7.2. Diese können mit den beiden vorherigen Lösungen des Rotationsmodells verglichen werden und stimmen innerhalb der Fehler überein.

Infolge der erzielten Modellunabhängigkeit ist die Angabe von Modellparametern nur eine Näherung (vgl. Abs. 7.2.3 a, S. 126). In Tab. 7.3 (nächste D.) sind stattdessen die mit Fehlern kleiner als 30% bestimmten Matrixelemente angegeben. Der vollständige Satz der erhaltenen Matrixelemente mit deren Fehlern befindet sich im Anhang Tab. A.2–A.10 (S. 142–150).

Mit $\chi^2/n = 1.02$ liegt die Signifikanz des Modellfits bei mehr als 0.4 weitgehend unabhängig von der Anzahl der unbekannt Parameter. Das Modell beschreibt die experimentellen Intensitäten, wie statistisch erwartet. Die scheinbar bleibende Abweichung entspricht einer Vergrößerung der experimentellen Intensitätsfehler mit einem Faktor kleiner als 1.01. Generell wird eine Abweichung erwartet, da die Genauigkeit der in GOSIA verwendeten Theorie berücksichtigt werden muss.

7.1.3. systematische Fehler der GOSIA-Theorie

Bedingt durch die vielen Korrekturen in GOSIA zur Kompensation von Effekten höherer Ordnung ist die Angabe der restlichen systematischen Fehler der Theorie nicht möglich. Als obere Abschätzung kann eine Theoriegenauigkeit der Ordnung $1/\eta$ [AW:75, IX.4] mit $\eta \approx 189$ also kleiner als 0.5% des berechneten Intensitätswertes angegeben werden.

Die normierte experimentelle Intensität mit etwa 5% Fehler aus der Effizienzkalibrierung 1000(50) wäre bei Einbezug der systematischen Ungenauigkeit der GOSIA-Theorie 1000(55) verglichen mit den Werten 1000(63), 1000(55) und 1000(51), die nötig sind, um für die modellgebundenen, erweiterten und weitgehend modellunabhängigen GOSIA-Fits Übereinstimmung innerhalb der statistischen Fehler zu erzielen. Für einen 10% Effizienzfehler sind die Korrekturwerte 1000(126), 1000(110) und 1000(101) verglichen mit 1000(105) vom systematischen Beitrag. Die Intensitätsfehler dominieren somit meist die systematischen Fehlereinflüsse. Geht man von der experimentellen Bestimmung der Intensitätswerte mit einer Genauigkeit zwischen 5% und 10% aus, so kann die systematische Abweichung der GOSIA-Theorie die Abweichung der erweiterten Modellrechnung noch nicht vollständig erklären. Sie wird erst unter Verwendung der weitgehend modellunabhängigen Ergebnisse konsistent.

¹¹Anzahl der Lösungswege in der Größenordnung 500! $\approx 10^{1132}$

Tabelle 7.3: Experimentelle reduzierte Übergangsmatrixelemente $\langle I_f \| M(X\lambda) \| I_i \rangle$ einer modellunabhängigen GOSIA-Rechnung. In der Tabelle finden sich Matricelemente mit Fehlern kleiner als 30%.

Übergang $I_i K_i [N n_3 \Lambda]_i \rightarrow I_f K_f [N n_3 \Lambda]_f$	Multipolarität XL	$\langle I_f q_f \ M(XL) \ I_i q_i \rangle$
$7/2^- 1/2[530] \rightarrow 5/2^+ 3/2[651]$	E1	$0.002140_{-90}^{+160} \text{ eb}^{1/2}$
$11/2^- 1/2[530] \rightarrow 9/2^+ 3/2[651]$	E1	$0.00401_{-32}^{+48} \text{ eb}^{1/2}$
$15/2^- 1/2[530] \rightarrow 13/2^+ 3/2[651]$	E1	$0.004955_{-40}^{+110} \text{ eb}^{1/2}$
$17/2^- 1/2[530] \rightarrow 17/2^+ 3/2[651]$	E1	$-0.00191_{-30}^{+23} \text{ eb}^{1/2}$
$19/2^- 1/2[530] \rightarrow 17/2^+ 3/2[651]$	E1	$0.00603_{-14}^{+13} \text{ eb}^{1/2}$
$23/2^- 1/2[530] \rightarrow 21/2^+ 3/2[651]$	E1	$0.00702_{-11}^{+15} \text{ eb}^{1/2}$
$23/2^- 1/2[530] \rightarrow 23/2^+ 3/2[651]$	E1	$-0.0155_{-14}^{+22} \text{ eb}^{1/2}$
$7/2^- 1/2[530] \rightarrow 9/2^+ 1/2[400]$	E1	$0.00218_{-24}^{+17} \text{ eb}^{1/2}$
$11/2^- 1/2[530] \rightarrow 9/2^+ 1/2[400]$	E1	$-0.00340_{-36}^{+47} \text{ eb}^{1/2}$
$11/2^- 1/2[530] \rightarrow 13/2^+ 1/2[400]$	E1	$0.00257_{-28}^{+35} \text{ eb}^{1/2}$
$13/2^- 1/2[530] \rightarrow 15/2^+ 1/2[400]$	E1	$0.00321_{-39}^{+36} \text{ eb}^{1/2}$
$15/2^- 1/2[530] \rightarrow 17/2^+ 1/2[400]$	E1	$0.00390_{-32}^{+86} \text{ eb}^{1/2}$
$17/2^- 1/2[530] \rightarrow 19/2^+ 1/2[400]$	E1	$0.00461_{-66}^{+47} \text{ eb}^{1/2}$
$27/2^- 1/2[530] \rightarrow 25/2^+ 3/2[651]$	E1	$0.008641_{-1480}^{+90} \text{ eb}^{1/2}$
$1/2^- 1/2[530] \rightarrow 5/2^- 1/2[530]$	E2	$3.12_{-37}^{+56} \text{ eb}$
$3/2^- 1/2[530] \rightarrow 1/2^- 1/2[530]$	E2	$-2.37_{-13}^{+13} \text{ eb}$
$3/2^- 1/2[530] \rightarrow 5/2^- 1/2[530]$	E2	$1.899_{-88}^{+83} \text{ eb}$
$3/2^- 1/2[530] \rightarrow 7/2^- 1/2[530]$	E2	$3.868_{-96}^{+107} \text{ eb}$
$5/2^- 1/2[530] \rightarrow 9/2^- 1/2[530]$	E2	$3.885_{-96}^{+87} \text{ eb}$
$7/2^- 1/2[530] \rightarrow 9/2^- 1/2[530]$	E2	$1.43_{-15}^{+12} \text{ eb}$
$7/2^- 1/2[530] \rightarrow 11/2^- 1/2[530]$	E2	$5.51_{-21}^{+23} \text{ eb}$
$9/2^- 1/2[530] \rightarrow 13/2^- 1/2[530]$	E2	$5.885_{-46}^{+224} \text{ eb}$
$11/2^- 1/2[530] \rightarrow 15/2^- 1/2[530]$	E2	$6.35_{-24}^{+21} \text{ eb}$
$13/2^- 1/2[530] \rightarrow 17/2^- 1/2[530]$	E2	$7.05_{-14}^{+15} \text{ eb}$
$15/2^- 1/2[530] \rightarrow 19/2^- 1/2[530]$	E2	$7.20_{-19}^{+21} \text{ eb}$
$17/2^- 1/2[530] \rightarrow 21/2^- 1/2[530]$	E2	$7.58_{-29}^{+28} \text{ eb}$
$19/2^- 1/2[530] \rightarrow 23/2^- 1/2[530]$	E2	$8.12_{-25}^{+23} \text{ eb}$

Tabelle 7.3: Fortsetzung

Übergang $I_i K_i [N n_3 \Lambda]_i \rightarrow I_f K_f [N n_3 \Lambda]_f$	Multipolarität XL	$\langle I_f q_f \ M(XL) \ I_i q_i \rangle$
$21/2^- 1/2[530] \rightarrow 25/2^- 1/2[530]$	E2	8.38_{-35}^{+60} eb
$23/2^- 1/2[530] \rightarrow 27/2^- 1/2[530]$	E2	8.73_{-50}^{+35} eb
$25/2^- 1/2[530] \rightarrow 29/2^- 1/2[530]$	E2	9.06_{-169}^{+51} eb
$27/2^- 1/2[530] \rightarrow 31/2^- 1/2[530]$	E2	9.38_{-80}^{+38} eb
$11/2^+ 3/2[651] \rightarrow 15/2^+ 3/2[651]$	E2	6.10_{-42}^{+103} eb
$13/2^+ 3/2[651] \rightarrow 17/2^+ 3/2[651]$	E2	6.60_{-61}^{+44} eb
$15/2^+ 3/2[651] \rightarrow 19/2^+ 3/2[651]$	E2	7.06_{-48}^{+41} eb
$17/2^+ 3/2[651] \rightarrow 21/2^+ 3/2[651]$	E2	7.49_{-47}^{+66} eb
$19/2^+ 3/2[651] \rightarrow 23/2^+ 3/2[651]$	E2	7.89_{-98}^{+69} eb
$5/2^+ 1/2[400] \rightarrow 9/2^+ 1/2[400]$	E2	4.73_{-31}^{+116} eb
$7/2^+ 1/2[400] \rightarrow 11/2^+ 1/2[400]$	E2	5.3_{-14}^{+12} eb
$9/2^+ 1/2[400] \rightarrow 13/2^+ 1/2[400]$	E2	5.88_{-67}^{+133} eb
$11/2^+ 1/2[400] \rightarrow 15/2^+ 1/2[400]$	E2	6.37_{-60}^{+190} eb
$13/2^+ 1/2[400] \rightarrow 17/2^+ 1/2[400]$	E2	6.8_{-16}^{+17} eb
$15/2^+ 1/2[400] \rightarrow 19/2^+ 1/2[400]$	E2	7.24_{-72}^{+173} eb
$17/2^- 1/2[530] \rightarrow 23/2^+ 3/2[651]$	E3	1.06_{-23}^{+26} eb ^{3/2}
$3/2^- 1/2[530] \rightarrow 3/2^+ 1/2[400]$	E3	-0.58_{-14}^{+12} eb ^{3/2}
$3/2^- 1/2[530] \rightarrow 9/2^+ 1/2[400]$	E3	0.47_{-11}^{+13} eb ^{3/2}
$5/2^- 1/2[530] \rightarrow 11/2^+ 1/2[400]$	E3	0.87_{-19}^{+18} eb ^{3/2}
$11/2^- 1/2[530] \rightarrow 9/2^- 1/2[530]$	M1	-2.53_{-30}^{+21} μ_N
$15/2^- 1/2[530] \rightarrow 13/2^- 1/2[530]$	M1	-2.96_{-79}^{+21} μ_N
$19/2^- 1/2[530] \rightarrow 17/2^- 1/2[530]$	M1	-3.333_{-74}^{+127} μ_N
$13/2^+ 3/2[651] \rightarrow 15/2^+ 3/2[651]$	M1	0.419_{-80}^{+55} μ_N
$15/2^+ 3/2[651] \rightarrow 17/2^+ 3/2[651]$	M1	2.038_{-95}^{+168} μ_N
$17/2^+ 3/2[651] \rightarrow 19/2^+ 3/2[651]$	M1	0.754_{-149}^{+78} μ_N
$19/2^+ 3/2[651] \rightarrow 21/2^+ 3/2[651]$	M1	4.01_{-16}^{+15} μ_N

7.2. Interpretation der Ergebnisse

Zum Modelltest werden die experimentell erhaltenen Matrixelemente mit theoretischen Rechnungen der Struktur von ^{231}Pa verglichen.

7.2.1. Corioliskopplung von Bändern

Eine Möglichkeit wäre die Coriolisrechnung durch eine Mischung der Bänder in Erweiterung zu [Abs. 5.2 \(S. 79\)](#) mit einer Zwei- ($3/2\ 5/2$) oder Dreibandenkopplung ($1/2\ 3/2\ 5/2$) durchzuführen.

Mit der Coriolisenergie $H_c = h_c \sqrt{(I-K)(I+K+1)}$ gilt für die Zweibandenkopplung von z.B. $3/2^+[651]$ und $5/2^+[642]$ und $E(I=3/2, K=3/2) = 106\text{ keV}$ $E(I=5/2, K=5/2) = 149\text{ keV}$ und $E_K(I) = E_{0,K} + AI(I+1)$ mit $A=6\text{ keV}$, $h_c = 21.15\text{ keV}$

$$\begin{vmatrix} E_{3/2} - E & H_c \\ H_c & E_{5/2} - E \end{vmatrix} = 0 \quad (7.1)$$

gewinnt man die Lösungen der gestörten Bänder E_1, E_2

$$E_{1,2}(I) = \frac{E_{3/2}(I) + E_{5/2}(I)}{2} \pm \Delta E \quad (7.2)$$

und

$$\Delta E = \sqrt{\left(\frac{E_{5/2}(I) - E_{3/2}(I)}{2}\right)^2 + H_c^2} \quad (7.3)$$

Die Zweibandenkopplung mit vier Parametern kann die vier bekannten niedrigsten Zustandsenergien des $5/2[642]$ Bandes beschreiben und die energetische Ordnung des $3/2[651]$ Bandes wiedergeben, die Dreibandenkopplung mit sieben Parametern liefert ein verbessertes globales Bild ([Tab. 7.4](#)). Die vier bzw. sieben Parameter beschreiben die experimentellen Zustände qualitativ, aber für höhere Spins nicht befriedigend. Das einfache Modell lässt sich erweitern, indem verschiedene (5 bzw. 9 Parameter) oder spinabhängige Trägheitsmomente für die Bänder (7 bzw. 11 Parameter) analog zu [Abs. 5.2 \(S. 79\)](#) eingeführt werden. Die erzielten Verbesserungen [[Ale:02](#)] bleiben schlechter als erwartet.

Die Größe der Corioliswechselwirkung H_c kann mit dem Modell verglichen werden.

Nilsson [[Nil:55](#)] benutzt den anisotropen harmonischen Oszillator (**AHO**), für den in Näherung für große Deformationen¹² die Separation der Oszillation senkrecht und parallel zur Kernsymmetrieachse möglich wird. Die Entwicklung verwendet die Basis des isotropen¹³ harmonischen Oszillators (**HO**).

Für $\epsilon_2 = 0.165$, $\epsilon_4 = 0$ liegt eine Coriolisrechnung der Wellenfunktionen [[Ras:58](#)] in der Basis der Eigenfunktionen des **AHO** vor [[Gün:98](#)], der bei großer Deformation in dieser Basis reinere Zustände als in der Nilssonnäherung erwarten lässt.

Die Rechnung zeigt aber, dass in dieser Basis die Zustände nicht wie gewünscht rein werden. So splittet z.B. für den berechneten Zustand $1/2^+[660]$ die Wellenfunktion¹⁴ nach $0.06 |600+\rangle +$

¹²Die Terme l^2 und ls werden als näherungsweise deformationsunabhängige Störterme betrachtet.

¹³alternativ auch axialsymmetrischen

¹⁴Die Wellenfunktionsanteile werden hier als $a|Nn_3\Lambda(\Sigma)_\pm\rangle$ mit der Amplitude a und dem Vorzeichen $(\Sigma)_\pm$ von $|\Sigma| = 1/2$, wobei $\Omega = \Lambda + \Sigma = \Lambda \pm 1/2$ ([Fußn. 3, S. 13](#)), notiert.

I	$E_{3/2}$ zu $3/2[651]$ und $E_{5/2}$ zu $5/2[642]$							
	$E_{3/2}$	$E_{5/2}$	$E_{3/2}$	$E_{5/2}$	$E_{3/2}$	$E_{5/2}$	$E_{3/2}$	$E_{5/2}$
	ungestört		gestört (2 Band)		experimentell		gestört (3 Band)	
3/2	106		106.0		102.3		102.2	
5/2	136	149	94.8	190.2	84.2	183.5	85.2	183.5
7/2	178	191	110.9	258.1	101.4	247.3	100.0	252.1
9/2	232	245	141.4	335.6	111.6	304.6	118.2	295.0
11/2	298	311	184.7	424.3	171.5	406.1	165.5	407.8
13/2	376	389	240.4	524.5	189.1		200.4	426.7
15/2	466	479	308.5	636.5	300.8		280.7	606.0
17/2	568	581	388.8	760.2	316.8			
19/2	682	695	481.2	895.8	487.4			
21/2	808	821	585.6	1043.4	494.8			

Tabelle 7.4: Vergleich der Energien der Coriolisrechnung mit dem Experiment (soweit bekannt). Energien in keV. 2Band Rechnung wie in Gl. 7.1ff (S. 122). Die Dreibandrechnung nach [Gün:98] mit $E(I = 1/2, K = 1/2) = 274$ keV und A , $E(I = 3/2, K = 3/2)$, $E(I = 5/2, K = 5/2)$ wie zuvor, sowie $a(K = 1/2) = 3$, $h(1/2, 3/2) = 17.5$ keV, $h(3/2, 5/2) = 22.2$ keV.

$0.17 |611-\rangle + 0.35 |620+\rangle + 0.48 |631-\rangle + 0.58 |640+\rangle + 0.43 |651-\rangle + 0.30 |660+\rangle$, $3/2^+[651]$ in $0.06 |602-\rangle + 0.20 |611+\rangle + 0.34 |622-\rangle + 0.58 |631+\rangle + 0.48 |642-\rangle + 0.52 |651+\rangle$ und $5/2^+[642]$ in $0.09 |602+\rangle + 0.21 |613-\rangle + 0.50 |622+\rangle + 0.47 |633-\rangle + 0.70 |642+\rangle$ in gleiche Anteile auf. Eine große Vorhersagekraft des Modells für diese Bänder wird man daher nicht erwarten können.

Die mit AHO bestimmte Coriolisenergie $h_c = -A\langle j_+ \rangle$ mit $h_c(3/2^+, 5/2^+) = 1.7$ keV und $h_c(1/2^+, 3/2^+) = -40$ keV weicht deutlich von den zuvor bestimmten Parametern ab. Diese liegen näher am asymptotischen Wert:¹⁵

$$\langle \Omega, N n_3 \Lambda | j_+ | \Omega + 1 N n_3 - 1 \Lambda + 1 \rangle \approx \sqrt{n_3(N - n_3 + \Lambda + 2)} \quad (7.4)$$

entsprechend $h_c(1/2^+[660], 3/2^+[651]) = -21$ keV und $h_c(3/2^+[651], 5/2^+[642]) = -27$ keV. In den vorherigen AHO-Rechnungen wurde der Einfluss der Paarkräfte nicht berücksichtigt. Unabhängig von den Paarkräften ist das Diagonalmatrixelement von j_+ zu $1/2^+[660]$, das näherungsweise¹⁶ dem Entkopplungsparameter a entspricht und im obigen AHO zu $a = -\langle j_+ \rangle = 6.9$ bestimmt wird, verglichen mit $a = 3$ der Parametrisierung.

Zusammenfassend lässt sich zwar eine qualitative Beschreibung mit einfachen Methoden erreichen, mit der festgestellten Abweichung bei den berechneten Energien ist ein quantitativer Vergleich von Übergangsmatrixelementen aber nicht sinnvoll. Die Komplexität des ug-Kernes quantitativ zu reproduzieren ist selbst für umfangreichere Modelle eine Herausforderung.

Die Einteilchenbewegung des ungeraden Protons in einem selbstkonsistenten mittleren deformierten Feld mit Woods-Saxon Potential zusammen mit einer Restwechselwirkung beschreibt

¹⁵wegen $\omega_3 \approx \omega_0(1 - \frac{2}{3}\delta)$ und $\omega_\perp \approx \omega_0(1 + \frac{1}{3}\delta)$ gilt $(\omega_3 + \omega_\perp)/(2\sqrt{\omega_3\omega_\perp}) = 1 + O(\delta^2)$

¹⁶für ein ungestörtes Trägheitsmoment

reflexionsasymmetrische Kerne gut, zeigt aber Abweichungen in der Übergangsregion der Koexistenz mit Reflexionssymmetrie [CO:91].

Im Folgenden werden Ergebnisse eines Modells vorgestellt, das auch die Übergangsregion zur Oktupoldeformation und die Matricelemente zu beschreiben versucht. Die Rechnungen wurden von J. Kvasil¹⁷ ausgeführt. P. Alexa¹⁸ hat wertvolle Hilfestellungen zum Verständnis des detaillierten Rechenablaufes durch die Bereitstellung und Erläuterung des Programmcodes geliefert. Die Modellrechnung konnte durch die Algorithmisierung früher von Hand ausgeführter Teile zu einer halb-automatischen Programmkette beschleunigt werden.

7.2.2. Mikroskopische Struktur von ²³¹Pa im Ein-Quasiteilchen-plus-Phonon Modell mit Corioliskopplung (QPMC)

Als zwischen starker und schwacher Kopplung mittelender Ansatz der Modellrechnung werden die Effekte der Oktupolkorrelation durch ein reflexionssymmetrisches Feld mit kollektiven Oktupolkomponenten beschrieben [LPKS:91, SKLP:01].

a) Modellbeschreibung

Der Hamiltonoperator ist im standardaxialsymmetrischen Rotationsmodell [KKFea:86] in einen intrinsischen Teil \hat{H}_{intr} , der mit dem Quasiteilchen-plus-Phonon Modell (QPM) [Sol:92] approximiert wird, und einen Rotationsteil, der die Corioliskopplung enthält, \hat{H}_{rotc} , aufgespalten (vgl. Abs. 1.2, S. 10):

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{intr}} + \hat{H}_{\text{rotc}}. \quad (7.5)$$

Das QPM benutzt ein reflexionssymmetrisches, deformiertes, mittleres Feld \hat{H}_{mittel} und berücksichtigt u. a. Restwechselwirkungen der Paarkräfte \hat{H}_{paar} und der langreichweitigen Quadrupol-Quadrupol und -Oktupol \hat{H}_{rest} Anteile:

$$\hat{H}_{\text{intr}} = \hat{H}_{\text{mittel}} + \hat{H}_{\text{paar}} + \hat{H}_{\text{rest}}. \quad (7.6)$$

Die Wellenfunktion $|\Psi_K(\rho)\rangle$ eines intrinsischen Zustandes ρ mit der Projektion K des intrinsischen Drehimpulses \vec{j} separiert sich in Anteile von Ein-Quasiteilchen und Ein-Quasiteilchen-mit-einem-Phonon Komponenten. Multiphononkomponenten und mehrfache Quasiteilchenzustände werden vernachlässigt.

$$|\Psi_K(\rho)\rangle = \left\{ \sum_{\nu} C_{\nu}^{\rho} \alpha_{\nu}^{+} + \sum_{\lambda\mu i} D_{\lambda\mu i}^{\rho} \alpha_{\nu}^{+} Q_{\lambda\mu i}^{+} \right\} | \rangle \quad (7.7)$$

Hierbei ist $| \rangle$ das Produkt aus Valenz-Quasiteilchen und Phononen Vakuum mit den Quasiteilchen¹⁹ α_{ν}^{+} und Phononen²⁰ $Q_{\lambda\mu i}^{+}$ Erzeugungsoperatoren [Sol:76].

Durch Variation der Amplituden C , D werden Zustände minimaler intrinsischer Energie $E_{\rho K}^{\text{intr}}$ nach $\hat{H}_{\text{intr}}|\Psi_K(\rho)\rangle = E_{\rho K}^{\text{intr}}|\Psi_K(\rho)\rangle$ bestimmt.

¹⁷Karls Universität, Prag, Tschechische Republik

¹⁸Institut für Chemische Technologie, Prag, Tschechische Republik

¹⁹Das ungepaarte Proton in ²³¹Pa nimmt die Valenz-Quasiteilchenzustände ein.

²⁰Der Rumpfkern vibriert als Überlagerung von Zwei-Quasiteilchenzuständen der Rumpfnukleonen in der Random-Phase-Approximation mit Multipolarität λ , der Projektion μ und Unterscheidungsindex i , mit von den Valenz-Quasiteilchenzuständen unabhängigen Rumpf-Phononenzuständen.

Die Quasiteilchen-Komponenten $|C_\nu^\rho|^2$ und die Quasiteilchen-plus-ein-Phonon-Komponenten $|D_{\lambda\mu\nu}^\rho|^2$ beschreiben die Zusammensetzung der intrinsischen Zustände $E_{\rho K}^{\text{intr}}$ (Tab. 1.1, S. 13). Die Rotation (erster Operatorterm) mit Corioliskopplung (zweiter) wird gemäß

$$\hat{H}_{\text{rotc}} = (\hbar^2/2\mathcal{J}) \left\{ (\hat{I}^2 + \hat{j}^2 - \hat{I}_3^2 - \hat{j}_3^2) - (\hat{I}_+ \hat{j}_- + \hat{I}_- \hat{j}_+) \right\} \quad (7.8)$$

mit dem Trägheitsmoment senkrecht zur Symmetrieachse \mathcal{J} und den Projektionen \hat{I}_3 bzw. \hat{j}_3 des totalen \hat{I} bzw. des intrinsischen Drehimpulses \hat{j} auf die Kernsymmetrieachse und Leiteroperatoren $\hat{I}_\pm = \hat{I}_1 \pm i\hat{I}_2$ and $\hat{j}_\pm = \hat{j}_1 \pm i\hat{j}_2$ beschrieben.

Mit den Basisfunktionen des Hamiltonians \hat{H} nach [BM:75, 4-39]

$$|IMK\rho\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ D_{MK}^I |\Psi_K(\rho)\rangle + (-1)^I D_{M-K}^I R_{180^\circ}^{(1)} |\Psi_K(\rho)\rangle \right\} \quad (7.9)$$

zur Drehung $R_{180^\circ}^{(1)}$ von K nach \bar{K} und der Wignerfunktion D (vgl. auch Abs. 1.2 (S. 10) und Abs. 1.3 (S. 10)) lassen sich die Zustände $E_q(I)$ eines Rotationsbandes q und die zugehörigen Wellenfunktionen

$$|IMq\rangle = \sum_{K\rho} b_{K\rho}^{Iq} |IMK\rho\rangle \quad (7.10)$$

finden. Ein Rotationszustand²¹ $E_q(I)$ besteht aus K-gemischten Anteilen $b_{K\rho}^{Iq}$ der intrinsischen Zustände²². Auch innerhalb eines Rotationsbandes ist eine so starke Änderung der Mischungen möglich, dass ein Nilsson-Band gleichsam in ein anderes übergeht. So ändert sich in der vorgestellten Modellrechnung für das Grundzustandsband von Spin 23/2 nach 25/2 die Beimischung 1/2[530] von 0.67 auf -0.42 und bei 3/2[521] von 0.63 auf 0.79 (vgl. Abb. 5.7, S. 82).

Die Übergangsmatrixelemente lassen sich zwischen den gemischten Zuständen angeben:

$$\langle I_f q_f || \mathcal{M}(X\lambda) || I_i q_i \rangle = \sum_{K_i \rho_i K_f \rho_f} b_{K_i \rho_i}^{I_i q_i} b_{K_f \rho_f}^{I_f q_f} \langle I_f q_f \rho_f || \mathcal{M}(X\lambda) || I_i q_i \rho_i \rangle \quad (7.11)$$

b) Modellparameter

Zur Berechnung der intrinsischen Zustände $E_{\rho K}^{\text{intr}}$ werden nur Parameter verwendet, die durch den Rumpfkern ²³⁰Th vorgegeben sind:

- Das mittlere Feld \hat{H}_{mittel} wird durch die Deformationen β_2, β_4 beschrieben.
- Die Protonen und Neutronen Pairing-Gaps, sowie die aus den n und p Teilchenzahlen bestimmte Fermienergie sind weitere Eingabegrößen.
- Die experimentellen Quadrupol- und Oktupol-Vibrationen des Rumpfkerns ²³⁰Th bestimmen die langreichweitigen Restwechselwirkungen \hat{H}_{rest} .

Weiter werden die intrinsischen Operatoren in Gl. 7.8 zur Berechnung von \hat{H}_{rotc} und die intrinsischen $\mathcal{M}(X\lambda, \nu)$ (Abs. 6.3.3 a, S. 97) berechnet (siehe [Kum:75]), die zur Konstruktion des totalen Hamiltonian \hat{H} benötigt werden.

Die nachfolgende Coriolis Mischungsrechnung in der Basis symmetrisierter K, \bar{K} Basisfunktionen (Gl. 7.9) beschränkt sich je Parität auf zwei bzw. drei²³ intrinsische Ausgangsschalen

²¹Auch der Bandenkopf ist in diesem Sinne ein Rotationszustand.

²²Im intrinsischen System existieren nur Bandenköpfe.

²³zwei für negative Parität ($h_{9/2}, f_{7/2}$) und drei für positive Parität ($d_{3/2}, s_{1/2}, i_{3/2}$)

niedrigster Energie. Die Lösung des Eigenwertproblems $\hat{H}|IMq\rangle = E_q(I)|IMq\rangle$ je Parität und Spin I führt zu Zuständen $E_q(I)$ und Wellenfunktionen $|IMq\rangle$.

Da das Modell keinen freien Parameter besitzt und z.B. Multiphononkomponenten vernachlässigt werden, stimmen die berechneten intrinsischen Bandenköpfe mit den aus experimentellen Zuständen rückgerechneten innerhalb 50 keV Abweichungen überein. Entsprechend entstehen weitere Abweichungen bei Corioliskopplung.

Um eine realistischere Beschreibung von Coriolismischungen $b_{K\rho}^{Iq}$ der Zustände zur Berechnung elektromagnetischer Übergangsmatrixelemente zu erhalten, werden die intrinsischen Energien $E_{\rho K}^{\text{intr}}$ der fünf niedrigsten Ausgangsschalen und je Parität das Trägheitsmoment \mathcal{J} als freie Parameter so angepasst, dass die Zustände mit $E_q(I)$ den experimentellen Energien oder, falls unbekannt, dem QPMC-Wert bestmöglich entsprechen.

Die Rechnung ergibt die Struktur der intrinsischen Zustände und die relativen Energien. Infolge der Anpassung durch Parameter ist die Abweichung der Niveauenergien reduziert, aber von geringem Aussagewert.

Mit den erhaltenen Mischungsamplituden der Wellenfunktion und den Operatoren der QPMC-Rechnung werden die elektromagnetischen In- und Intradband-Übergangsmatrixelemente aus dem Modell bestimmt, die im Folgenden verglichen werden.

7.2.3. Vergleich von Experiment, Rotations- und QPMC-Modell

Aus Zeitgründen wurden von J. Kvasil [Kva:01, LdBG:96, WdBL:03] die im QPMC-Modell aussagekräftigsten Matrixelemente berechnet, um sie mit den experimentellen GOSIA-Rechnungen zu vergleichen.

a) Vergleich der Theorieansätze

Da nach dem QPMC die einzelnen Matrixelemente separat berechnet werden, sind die Matrixelemente empfindlich auf die Mischungsamplituden. Ein guter Test ist der isomere Übergang des niedrigsten Zustandes $5/2^+$ im $3/2[651]$ Band in den Grundzustand.

Das QPMC-Modell liefert eine Halbwertszeit von 11.4 ns verglichen mit dem experimentellen Wert 45.1(13) ns [Sch:93]. Der Übergang wird als Mischung vieler Zustände gedeutet [HTPK:75] und zeigt, dass auch über das QPMC hinausgehend noch weitere nicht berücksichtigte Komponenten, z.B. Multiphononkomponenten, oder ein größerer Basisraum beteiligt sein müssen.

Die separate Rechnung einzelner Matrixelemente im QPMC folgt nicht einer Modellparametrisierung²⁴ und zeigt Abweichungen zu dem prinzipiell anderen Ansatz der globalen Beschreibung (vgl. Gl. 6.13 (S. 97) nach [BM:75]).

Interessant ist, wie gut die globale Näherung mit der QPMC-Rechnung in Übereinstimmung gebracht werden kann und welche Abweichungen erwartet werden.

Ein Fit der Parameter des Rotationsmodells – Werte mit Fehlern in Tab. 7.5 – an die QPMC-Theorie wird in Abb. 7.3 dargestellt. Angenommen wurde, dass die Fehler der QPMC-Theorie 5% betragen. Die deutlichsten Abweichungen im Grundzustandsband kommen von einer vorhergesagten Signaturaufspaltung, wobei Übergänge ausgehend oberhalb Spin $13/2^-$ gut beschrieben werden können. Bei den M1 Matrixelementen im Grundzustandsband sind ebenfalls bis Spin $13/2^-$ und oberhalb $33/2^-$ Abweichungen vorhergesagt. Die größten Abweichungen werden für die $1/2[400]$ und $1/2[530]$ Interbandübergänge erwartet, bei denen die

²⁴In der GOSIA-Rechnung entspricht dies der modellunabhängigen Minimierung.

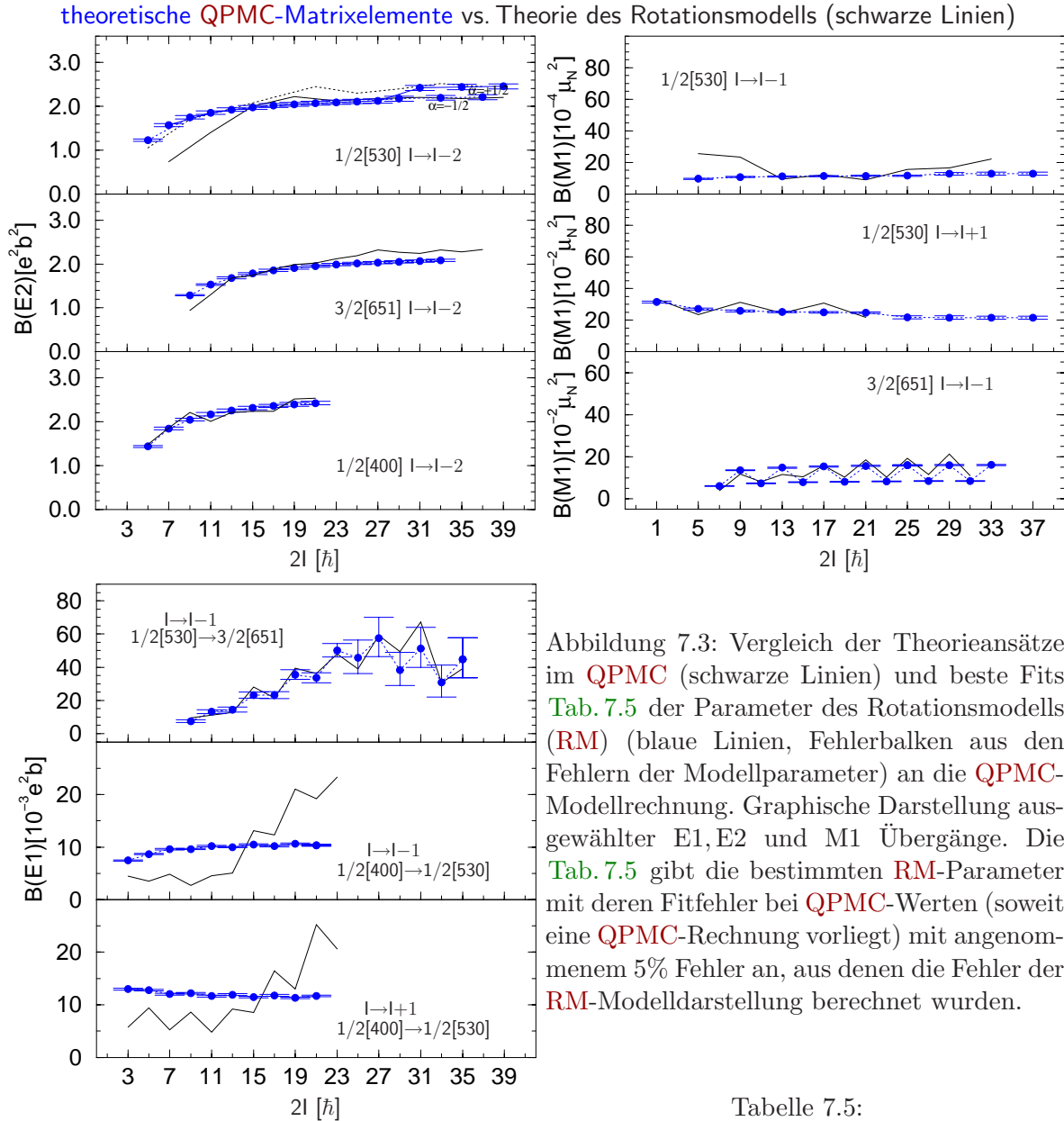


Tabelle 7.5:

Übergang		Multi- polari- tät	Rotationsmodellparameter* nach Tab. 6.1 (S. 98) gefittet an die QPMC Theorie		
Ausgangsband $K_i[Nn_3\Lambda]_i$	Zielband $K_f[Nn_3\Lambda]_f$		Q bzw. m_1	\bar{Q} bzw. m_2	m_3
1/2[530] ¹⁾	3/2[651]	E1	0.00104(11)	-0.000161(7)	0.000024(4)
1/2[530] ¹⁾	1/2[400]	E1	0.001484(10)	-0.0000175(11)	-0.000013(2)
1/2[530] ²⁾	3/2[651]	E1	0.0077(4)	0.000105(13)	0.000028(3)
1/2[530] ¹⁾	1/2[530] ^{1),2)}	E2	2.47(3)		
1/2[530] ²⁾	1/2[530] ²⁾	E2	2.56(2)	0.08(3)	
3/2[651]	3/2[651]	E2	2.45(2)		
1/2[400]	1/2[400]	E2	2.68(2)		
			$g_K - g_R$	b	g_R^\dagger
1/2[530] ¹⁾	1/2[530] ^{1),2)}	M1	1.507(15)	0.867(2)	0.891(14)
			1.307(13)	1.153(3)	0.851(14)
1/2[530] ²⁾	1/2[530] ²⁾	M1	1.43(3)	0.853(4)	0.920(16)
			1.22(3)	1.172(5)	0.877(17)
3/2[651]	3/2[651]	M1	0.681(5)	-0.48(2)	
			-0.327(18)	-2.08(9)	

* Intrinsische elektrische Momente sind in Einheiten $e b^{\lambda/2}$ angegeben.

Für M1 sind zwei Lösungen möglich.

† aus $\mu = 2.01(2)$ für $I = 3/2$ im Grundzustandsband 1/2[530] ergeben sich nach dem QPMC deutlich zu große Werte für g_R (vgl. Abs. 7.3, S. 132).

¹⁾ niederenergetischer Teil des 1/2[530] Bandes einschließlich der Spins $1/2^- - 27/2^-$

²⁾ hochenergetischer Teil des 1/2[530] Bandes größer gleich Spin $29/2^-$

Rotationsmodellparametrisierung nur für Spins bis $13/2^-$ die QPMC-Rechnung angenähert wiedergeben kann. Durch die Abweichung bei größeren Spins stellt sich ein Mittelwert ein. Die beiden theoretischen Modelle stimmen qualitativ überein.

Der Test verdeutlicht, inwieweit eine Parametrisierung, aufgrund prinzipieller Probleme die unabhängigen Parameter zu bestimmen (Abs. 6.3.1, S. 93), im GOSIA-Fit experimenteller Daten Abweichungen von den tatsächlichen, aber unbekanntem Matrixelementen²⁵ durch eine Mittelwertbildung erzeugt.

b) Experiment und Theorie

Vor diesem Hintergrund kann die GOSIA-Rechnung (Abs. 7.1, S. 109) in der Näherung der modellabhängigen Erweiterung (maE) in Abb. 7.4 und der modellunabhängigen Erweiterung (muE) Abb. 7.5 betrachtet werden.

Die muE reproduziert eine E2 Signaturaufspaltung im $1/2[530]$ Grundzustandsband, wenn auch mit anderem Vorzeichen. Bei beobachteter Signaturaufspaltung ist insbesondere die Annahme eines konstanten Quadrupolmoments zur Berechnung der M1 aus den beobachteten Branching-Verhältnissen, wie sie z.B. aus Transferreaktionen erhalten werden können, eine schlechte Näherung. Der berechnete Mittelwert der Q_2 liegt für alle Bänder über dem theoretischen Wert, was möglicherweise durch eine Anpassung der QPMC-Modellparameter ausgeglichen werden könnte.

Die Größenänderung der M1 Übergänge im Grundzustandsband wird von der QPMC-Theorie reproduziert. Der Anstieg des effektiven g-Faktors des Rumpfes g_R wird aber überschätzt (vgl. Tab. 7.5 (vorige D.) und Abs. 7.3, S. 132). Aus den Verzweigungsverhältnissen ist der im Grundzustandsband beobachtete Anstieg der $B(M1, I \rightarrow I-1)$ Werte oberhalb Spin $27/2$ experimentell gesichert und deutet auf eine Änderung der Bandstruktur in Einklang mit dem vorhergesagten Kreuzungsbereich von Bändern Abb. 5.7 (S. 82) hin. Das QPMC-Modell sagt einen deutlich schwächeren Anstieg voraus, wobei die Aussagekraft bei höheren Spins wegen der Beschränkung auf Ein-Phononenzustände generell geringer ist.

Im $3/2[651]$ Band treten Probleme bei der Beschreibung im RM auf. Deutlich wird dies an den unterschiedlichen Größen der Signaturen. Bei der muE Betrachtung zeigen die M1 Matrixelemente der Spins 17 und 21 deutlich stärkere Schwankungen, als dies die QPMC-Theorie voraussagt. Die Realitätsbezogenheit wurde durch unterschiedliche maE überprüft, so dass nicht Artefakte des GOSIA-Fits beobachtet werden. Die geringe Übergangsenergie lässt eine unabhängige Verifizierung aus dem Branching nicht zu. Ein unbeobachtbar großer Beitrag durch Entfütterung des Ausgangszustandes durch mehrere Übergänge unter der Nachweisgrenze in ein unbeobachtetes Band scheint indessen unwahrscheinlich.

Für die E1 Interbandübergänge aus dem Grundzustandsband zum $3/2[651]$ Seitenband wird im QPMC ein spinabhängiger Anstieg vorhergesagt, der experimentell nicht beobachtet wird. Die Niederspin E1 Übergänge der Paritätspartnerbänder stimmen in Theorie und Experiment überein. Die experimentelle Empfindlichkeit ist zu gering, um eine Aussage zu dem vorhergesagtem Anwachsen bei höheren Spins zu treffen.

Obwohl eine qualitative Übereinstimmung des QPMC mit dem Experiment gegeben ist, erhält man bei Verwendung der QPMC-Matricelemente in der GOSIA-Rechnung auch bei Renormierung der Einheiten deutlich größere Abweichungen ($\chi^2/n \approx 10^3$) zu den experimentellen Intensitäten, als sich durch Modellfits mit GOSIA erreichen lässt.

²⁵Im Test durch die QPMC-Werte verkörpert.

experimentelle Matrixelemente nach **GOSIA** mit Fehlern vs. **QPMC**-Modellrechnung (schwarze Linien)

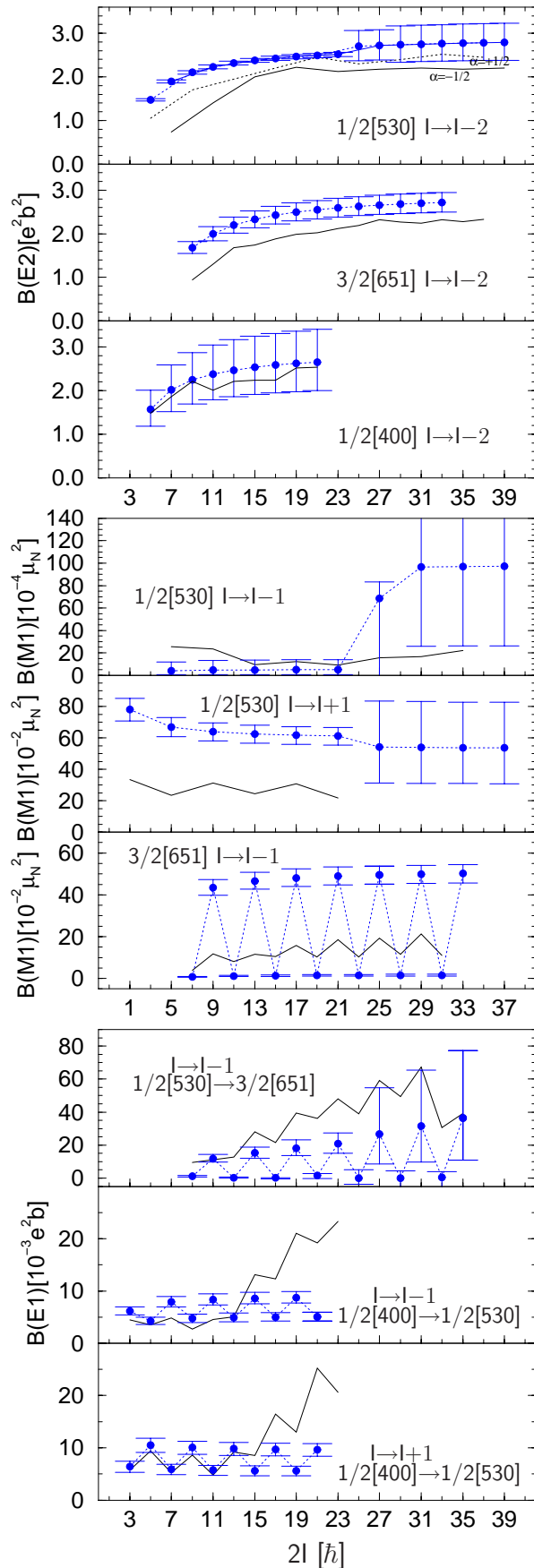


Abbildung 7.4: Matrixelemente mit Fehlern berechnet nach dem **RM** aus den Parametern der **GOSIA**-Minimierung (Tab. 7.2, S. 118).

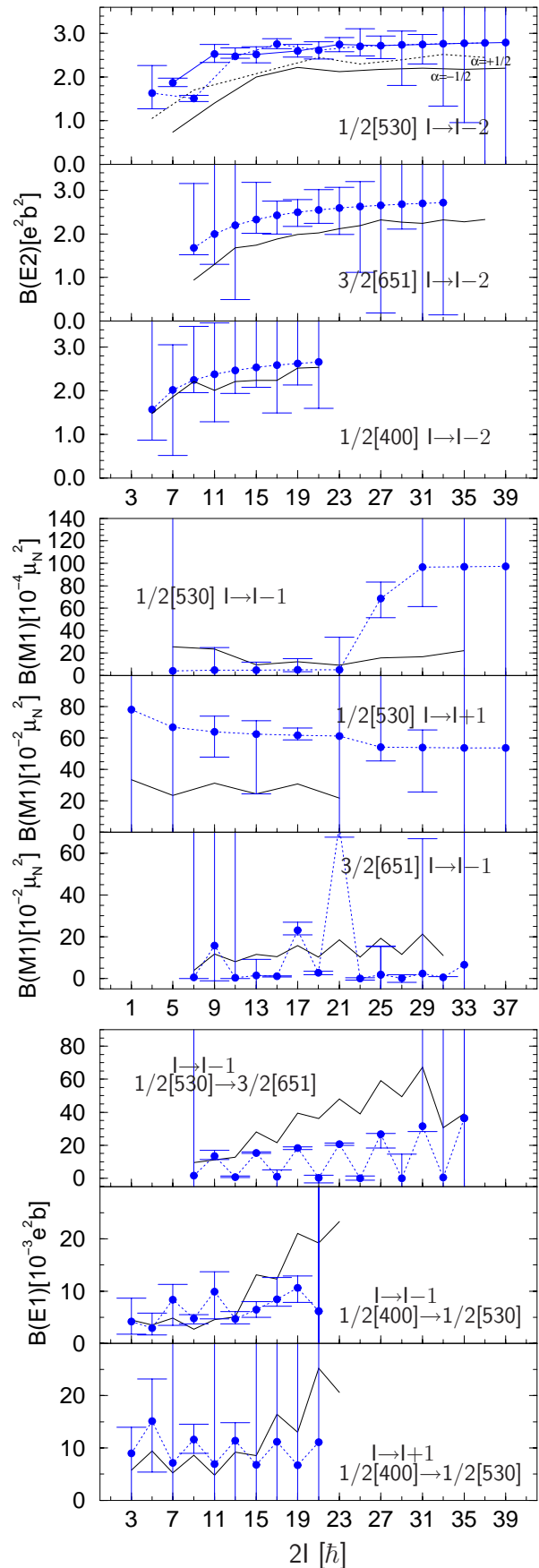


Abbildung 7.5: Matrixelemente mit Fehlern bestimmt aus modellunabhängiger Minimierung (μE , $\chi^2/n = 1.02$, Abs. 7.1.2.c, S. 119) der experimentellen Daten mit **GOSIA**.

7.3. Vergleich mit Nachbarkernen

Die vorliegende Untersuchung von ^{231}Pa mit seinen Zuständen und der sie verbindenden Matrixelemente ist sehr detailliert. In Nachbarkernen der Quadrupol-Oktupol-Region, bei denen vergleichbare Wechselwirkungen und Valenzschalen die Struktur beeinflussen, sind gemäß der Schwierigkeit ihrer experimentellen Zugänglichkeit Merkmale unterschiedlich gut bekannt.

Bestehen in der Zuordnung von Spins (wie z.B. der Grundzustände und deren energetischen Nachfolgern) Unsicherheiten (Tab. 7.6), so können Vergleiche nur spekulativ bleiben. Die bekannten Anfänge von Banden in ^{229}Pa , ^{231}Pa und ^{233}Pa [Ako:90c] finden sich in (Abb. 7.6). Auffällig ist die jeweils gute Übereinstimmung der niedrigsten $3/2^-$ und $5/2^+$ Zustände in ^{231}Pa und ^{233}Pa . Die im Rotationsband nachfolgenden Niveaus stimmen unterhalb 130 keV ebenfalls gut überein. Die coriolisbeeinflusste Gruppenbildung im $3/2[651]$ Band bis $9/2^+$ ist sowohl in ^{231}Pa , als auch in ^{233}Pa beobachtet, wobei in letzterem das spekulative $11/2^+$ Niveau mit 133 keV deutlich niedriger als in ^{231}Pa (172 keV) liegt, während die $13/2^+$ Niveaus, wieder spekulativ in ^{233}Pa , besser (≈ 16 keV) übereinstimmen. Die Lebensdauer des $5/2^+$ $3/2[651]$ Zustandes in ^{233}Pa ist mit 35.7(10) ns nur wenig kürzer als in ^{231}Pa , was auf eine sehr gute Übereinstimmung der Struktur deutet. Die geringe Änderung ist um so erstaunlicher, als in den QPMC-Modellrechnungen schon kleine Änderungen der Beimischungen große Änderungen der Lebensdauer verursachen, aber die energetische Lage weitgehend unbeeinflusst bleibt.

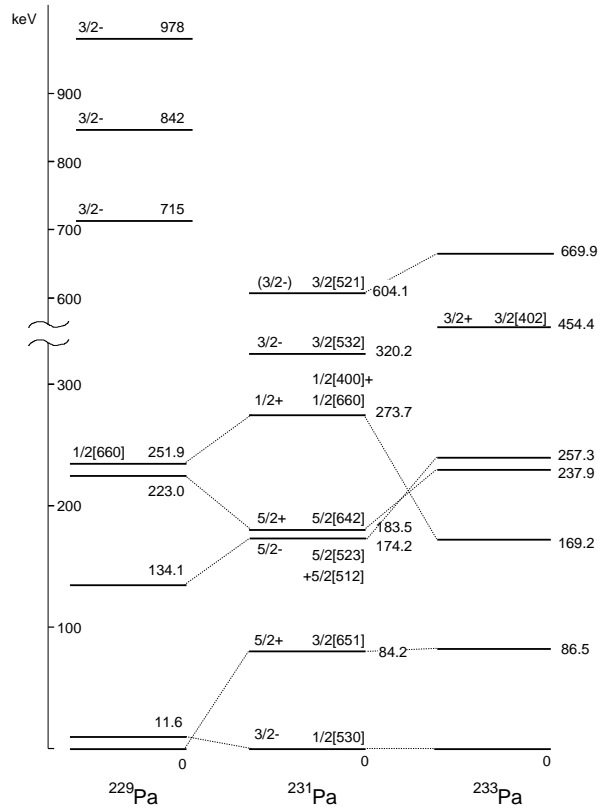


Abbildung 7.6: Vergleich bekannter niedrigster Niveaus von Banden in ^{229}Pa , ^{231}Pa und ^{233}Pa

	Grundzustände					energetisch folgende Zustände				
	227	229	231	233	235	227	229	231	233	235
Np			(5/2)	(5/2+)	5/2+				(7/2+)	(7/2)+
U	(3/2+)	(3/2+)	(5/2-)	5/2+	7/2-			(5/2+)	7/2+	1/2+
Pa	(5/2-)	5/2+	3/2-	3/2-	(3/2-)		3/2-	1/2-	1/2-	(1/2-)
Th	(1/2+)	5/2+	5/2+	1/2+	(1/2+)	(5/2+)	(3/2+)	7/2+	(5/2)+	
Ac	3/2-	(3/2+)	(1/2+)	(1/2+)		3/2+	(5/2+)	(3/2+)		
Ra	3/2+	5/2(+)	(7/2-,1/2+)	(1/2+)		(5/2)+				
Fr	1/2+	(1/2+)								
Rn		5/2								

Tabelle 7.6: Grundzustand und energetisch folgender Zustand für Kerne ungerader Masse im Bereich um ^{231}Pa ergänzt aus der Datenbank NuDat [Kea:01]

In ^{229}Pa wurde $5/2^+ 3/2[651]$ mit dieser Arbeit als wahrscheinlichster Grundzustand bestimmt, was einer deutlichen energetischen Absenkung gegenüber ^{231}Pa und ^{233}Pa entspricht. Analog werden die aufbauenden Bandenzustände in ^{229}Pa , die noch unbekannt sind, eine andersartige Ordnung aufweisen.

Als auffallende Ähnlichkeiten besitzen ^{229}Pa und ^{231}Pa gleichartige Parametersätze für die $K = 1/2$ Paritätspartnerbanden (vgl. Abs. 5.2.2, S. 84), wobei, soweit bekannt, die Übereinstimmung mit ^{233}Pa deutlich schlechter ist.

	$ D_0 $ [$e\sqrt{b}$] für K-Paritätspartner		
	1/2	3/2	5/2
^{221}Fr	0.0102(8)	0.0076(3)	
^{223}Fr		0.024(4)	
^{221}Ra			0.036(10)
^{223}Ra	0.0078(12)	0.0124(10)	0.0043(12)
^{225}Ra	0.014(2)		
^{227}Ra		0.0098(11)	
^{223}Ac			> 0.018
^{225}Ac		0.0171(14)	
^{227}Ac		0.00297(1)	
^{223}Th			0.044(9)
^{225}Th		0.040(10)	
^{229}Pa	0.009(4)		
^{231}Pa	0.00244(12)		

Tabelle 7.7: Übergangsstärken $|D_0|$ in Einheiten $e\sqrt{b}$ der E1 Übergänge zwischen Paritätspartnerbändern, ergänzt nach [BN:96].

Die Kopplung zwischen den $K = 1/2$ Paritätspartnerbanden und die paritätswechselnde Kopplung zu $K = 3/2^+$ kann zu weiter entfernt liegenden Kernen mit parametrisierten E1 Übergangsstärken²⁶ $|D_0|$ verglichen werden. Aus einem konstanten Q_2 und dem Branching wird dort D_0 bestimmt. In der Region (Tab. 7.7) sind zwischen Paritätspartnern Werte bis zu $\sim 0.04 e\sqrt{b}$ bekannt. Die Übergangsstärke zwischen den $K = 1/2$ Paritätspartnerbändern von ^{231}Pa ist ein Drittel der von ^{229}Pa , das eine für das Gebiet typische Stärke zeigt. Die $K = 3/2^+$ und $K = 1/2^-$ E1 Interbandübergangsstärke in ^{231}Pa von $0.0047(4) e\sqrt{b}$ ist größer als die zwischen den Paritätspartnern erhaltene. Wie zuvor genannt, entspricht dies der Bevorzugung der Υ -Zustände des $K = 3/2^+$ Bandes.

Für die $K = 1/2$ Paritätspartner von ^{225}Ra ist in [RAL:86] neben $Q_1 = 0.00626(33) e\sqrt{b}$ auch der elektrische Entkopplungsparameter $\bar{Q}_1 = -0.00046(13)\sqrt{b}$ bestimmt. Auch wenn die Fehlerabschätzungen im Vergleich mit dem gemittelten Wert [BN:96] unter Einbeziehung mehrerer Autoren bis um den Faktor drei zu klein sind, scheinen die Vorzeichen bestimmt zu sein und stimmen mit dem $K = 1/2$ Paritätspartnerband in ^{231}Pa überein. Das relative Verhältnis Q_1/\bar{Q}_1 , welches für ^{225}Ra benachbarten reflexions-symmetrischen Oktupol-Vibratoren entspricht [RAL:86], ändert sich von $-14(4)-(12)$ auf $-5.2(18)$ für ^{231}Pa . Für ideale Oktupoldeformation ist \bar{Q}_1 identisch Null [LNBD:86]. Die Abnahme des Betrages in Richtung auf ^{231}Pa ist konsistent mit schwächerer Oktupolkorrelation.

Bei angenommener starker Kopplung erwartet man gleiche Übergangsstärken $|D_0|$ in den Paritätspartnerbändern, wie im zugehörigen gerade-gerade Rumpfkern [BN:96]. Die gerade-gerade Rumpfkern ^{230}Th mit $|D_0| = 0.004(1) e\sqrt{b}$ [LdM:84] und ^{228}Th mit $|D_0| = 0.0120(3) e\sqrt{b}$ [ABE:93] haben etwa gleiche Stärken, wie die zugeordneten Pa Valenzkerne, obwohl eine starke Kopplung nicht erwartet wird.

Die für das Grundzustandsband aus den elektrischen Multipolmomenten nach Gl. 6.8ff (S. 96) berechneten Deformationsparameter sind $\beta_2 = 0.183(10)$, $\beta_3 = 0.043(4)$, $\beta_4 = 0.21(4)$, wenn

²⁶ $D_0 = Q_1/\sqrt{\frac{3}{4\pi}} \approx 2.047 Q_1$

alle höheren Deformationsparameter β_λ auf Null gesetzt werden. Die Angabe der Parameter und deren Fehler ist abhängig von den Nebenbedingungen und dem gewählten Kernradius $r_0 = 1.16$ fm. So können z.B. zusätzlich alle nicht bestimmten Multipolmomente in der Rechnung als $Q_\lambda = 0.0(1) \text{ eb}^{\lambda/2}$ verwendet werden und man erhält

$$\beta_2 = 0.195(9), \beta_3 = 0.043(4), \beta_4 = 0.16(4).$$

Ohne diese Hinweise ist die Angabe nur der β_λ sinnlos.

Die empirische Systematik des **FRDM** [MNMS:95] sagt

$$\beta_2 = 0.198, \beta_3 = 0.0, \beta_4 = 0.115, \beta_5 = 0.0, \beta_6 = 0.012 \text{ (Abb. 1.3, S. 14)}$$

voraus und entsprechend würde sich $Q_3 = 0$ ergeben. Wegen der beobachteten E3 Anregung weicht das experimentelle β_3 von Null ab.

Zu beachten ist weiterhin, dass die ursprüngliche Parametrisierung von [MNMS:95] aus Effizienzgründen die Parameter $\epsilon_{1,\dots,6}, \gamma$ in der Basis gestörter Nilsson Sphäroide verwendet. Auch Momente der β_λ , die von [MNMS:95] nicht angegeben wurden, können ungleich null sein. Ein Vergleich mit den experimentell bestimmten Deformationsparametern ist nur eingeschränkt möglich.

Das Quadrupolmoment ist in guter Übereinstimmung. Das experimentelle Hexadekupolmoment scheint etwas größer zu sein, als das **FRDM** voraussagt. Aussagen zu höheren Momenten verbietet die Datenlage.

Niedrigste Zustände in Paritätspartnerbändern

^{223}Ra	$K^\pi = I = 3/2^+$	$\mu = 0.280(14)$
	$3/2^-$	$\mu = 0.42(6)$
^{227}Ac	$3/2^+$	$g_K = 0.96(10)$
	$3/2^-$	$g_K = 0.92(6)$
^{231}Pa	$K^\pi = 1/2^- \quad I = 3/2$	$\mu = 2.01(2)$
		daraus zwei Lösungen: $g_K - g_R = 2.14(8), g_K = 2.73(9), g_R = 0.59(4), b = 1.06(5)$ $(g_K - g_R = 2.28(9), g_K = 2.89(10), g_R = 0.62(4), b = 0.94(4))$
	$K^\pi = 1/2^+ \quad I = 1/2$	mit $g_R = 0.61(4)$
		$g_K - g_R = 0.7(9), g_K = 1.3(10)$ spekulativ: $b = -0.5(8), \mu(3/2) = 0.85(12)$

Tabelle 7.8: Experimentelle magnetische Eigenschaften in Paritätspartnerbändern mit [BN:96]

Die Kenntnis der Parameter für M1 Übergänge g_K, g_R , sowie b für $K = 1/2$ lässt prinzipiell Rückschlüsse auf die Struktur in Paritätspartnerbändern zu. Für $K > 1/2$ wird für das magnetische Moment μ und den gyromagnetischen Faktor g_K eine Hybridisierung erwartet und für die $K = 3/2$ Partner in ^{227}Ac experimentell beobachtet [LS:84]. In der Region ist über andere Paritätspartner nur wenig mehr bekannt (Tab. 7.8).

Für ^{231}Pa erschwert der durch die $K = 1/2$ Banden auftretende magnetische Entkopplungsparameter den Vergleich der Paritätsbänder. Die Berechnung von μ und g_K unabhängig voneinander hängt empfindlich von den Wellenfunktionsanteilen und dem Kernmodell ab [Rag:83].

Die in ^{231}Pa bestimmten g_R Werte sind deutlich größer, als bei starrer Rotation $g_R = Z/A = 0.39$ erwartet und $g_R = 0.46(6)$ aus der Mittelung der nächsten bekannten Werte in den gerade-gerade Nachbarkernen ^{222}Rn und ^{224}Ra erhalten. Das Valenzproton trägt also einen großen Beitrag zum aus der kollektiven Rotation entstehenden Gesamtstrom teil. Die Modellrechnungen des QPMC (Abb. 7.5, S. 127) sagen eine Erhöhung von g_R korrekt voraus, aber zeigen deutlich größere g_R Werte als im Experiment beobachtet. Die wahre Größe von g_R hängt empfindlich von den Beimischungen anderer Bänder ab und zeigen die Grenzen des QPMC u.a. durch die Beschränkung auf Ein-Phonon-Zustände.

Nach [BM:75, Gl. 5-53] kann die Änderung Δg_R bei Hinzufügen eines ungeraden Protons mit \mathcal{J}_p zum Rumpf gemäß $g_R \approx \mathcal{J}_p/\mathcal{J}$ mit der Änderung $\Delta\mathcal{J}$ des Trägheitsmoments \mathcal{J} verknüpft werden:

$$\Delta g_R \approx \frac{\Delta\mathcal{J}}{\mathcal{J}}(1 - g_R) \quad (7.12)$$

Beim Übergang von ^{230}Th nach ^{231}Pa ändert sich das Trägheitsmoment etwa $\Delta\mathcal{J}/\mathcal{J} = 0.36$, was zu $\Delta g_R \approx 0.19(2)$ und einem renormierten $g'_R = 0.65(7)$ entspricht, in Übereinstimmung mit dem beobachteten Wert.

Analog reduzieren sich in erster Ordnung der Corioliskopplung nach [dBGL:92b] die experimentellen magnetischen Parameter g_K und b um:

$$\Delta g_K \approx -2\Delta g_R \quad \text{und} \quad (g'_K - g'_R)b' = (g_K - g_R)b \quad (7.13)$$

und die zwei renormierten Lösungen lauten:

$$\begin{aligned} g'_K &= 3.11(10), \quad g'_R = 0.40(5), \quad b' = 0.84(6) \quad \text{bzw.} \\ g'_K &= 3.28(11), \quad g'_R = 0.43(4), \quad b' = 0.75(5). \end{aligned}$$

Die Nilsson Rechnung bei dieser Deformation liefert $g'_K = 2.69$ und $b' = 1.27$ weswegen das unwahrscheinlichere Wertetripel in Tab. 7.8 eingeklammert wurde.

Aufgrund der schwachen Population und der E1 Entvölkerung des $1/2+[400]+1/2[660]$ Bandes bleibt die Ähnlichkeit der M1 Eigenschaften mit dem Grundzustandsband mit $g_K = 1.3(10)$, unter Annahme gleicher Werte g_R , experimentell offen. Nach Renormierung liegt $g'_K = 1.7(11)$ zwischen $g'_K = 3.47$ bzw. $g'_K = 1.58$ entsprechend den Nilssonzustände von $1/2[400]$ bzw. $1/2[660]$.

Die Neigung zum Wert von $1/2[660]$ weist auf starke Beimischungen u.a. des $1/2[660]$ Zustandes hin, wie bisher nur theoretisch im QPMC vorhergesagt (Tab. 1.1, S. 13).

Zu der im $K = 3/2$ Band experimentell beobachteten magnetischen Entkopplung liegen keine Kenntnisse für die Nachbarkerne vor. Analog ergibt sich $g_K = 1.43(5)$ und $g'_K = 1.81(6)$ verglichen mit dem Nilssonwert $g'_K = 1.47$.

Mit einem Drehimpuls senkrecht zur Symmetrieachse $I_x = \sqrt{(I + 1/2)^2 - K^2}$ lässt sich eine vom Spin I abhängige Rotationsfrequenz $\omega^\pi(I)$ eines K -Bandes mit Parität π , interpoliert zwischen den Signaturzuständen, definieren [BF:79, SFB:80]:

$$\omega^\pi(I) = \frac{dE(I)}{dI_x} = \frac{E(I+1) - E(I-1)}{I_x(I+1) - I_x(I-1)}. \quad (7.14)$$

Für Paritätspartner lassen sich Rotationsfrequenzen nach [NO:85] mit ω^+/ω^- vergleichen.

Bei der Beschreibung des Limits der Rotation des ausgerichteten Oktupolphonons in einem gg-Kern mit $K = 0$ findet sich in [NO:85]²⁷ $(2I - 5)/(2I + 1)$ (rot), für kleine I (gestrichelt), die in der Näherung [Vog:76] für große I gilt (durchgezogene Linie). Das Oktupollimit bei Eins zeichnet sich durch gleiche Rotationsfrequenzen aus.

²³¹Pa zeigt ab Spin 11/2 in ω degenerierte²⁸ $K = 1/2$ Bänder, während für ²²⁹Pa bei stärkeren Signaturschwankungen keine Degeneration beobachtet wird (Abb. 7.7). Nach qualitativen Argumenten [NO:85] sollte das Staggering bei niedrigerem Spin bei Coriolis Kopplung, Quadrupol-Oktupol-Kopplung und Wechselwirkung zwischen deformierten und Bändern im sphärischen Minimum, sowie der Tunneleffekt durch die Oktupolbarriere zunehmen. Mit Ausnahme des letzteren, sollten alle Effekte

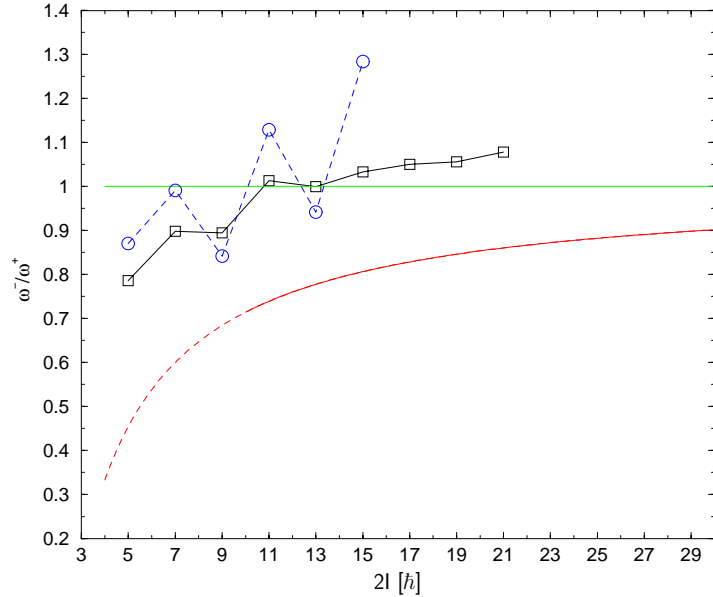


Abbildung 7.7: Vergleich der Rotationsfrequenzen der $K = 1/2$ Paritätspartnerbänder von ²³¹Pa (Quadrate) und ²²⁹Pa (Kreise). Spinzustand und Niveaus von ²²⁹Pa nach [LDBG:94], wobei Unsicherheiten bei der Zuweisung bestehen. Eingezeichnet sind die theoretischen Rechnungen, das Limit der Reflexionsasymmetrie bei Eins (grün) und die Rotation eines ausgerichteten Oktupolphonons im gg-Kern (rot).

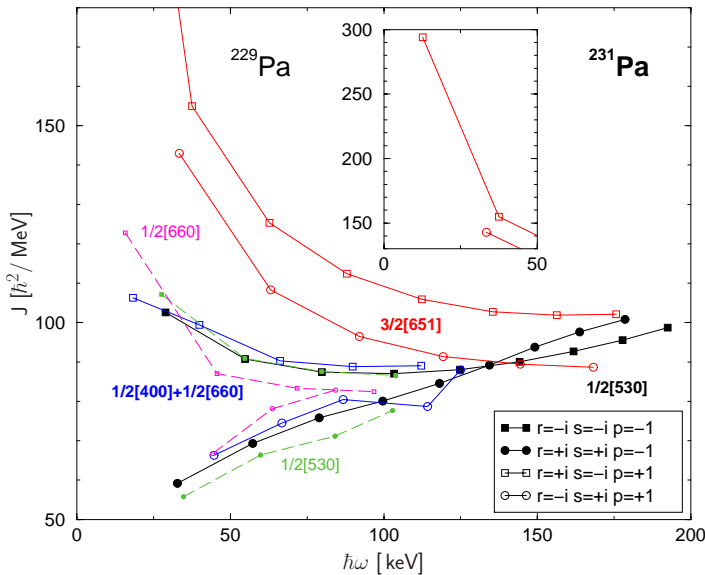


Abbildung 7.8: Dynamisches Trägheitsmoment J in ²³¹Pa und ²²⁹Pa (gestrichelt) in Abhängigkeit der Frequenz ω .

²⁷[BN:96] enthält eine um $I + 1$ verschobene Version mit $(2I - 7)/(2I - 1)$.

²⁸ $\omega^- \approx \omega^+$

in ²³¹Pa größer sein, was die Beobachtung kleinerer Schwankungen nur mit einer kleinen Potentialbarriere mit großer Tunnelwahrscheinlichkeit in ²²⁹Pa erklären lässt.

Mit der Definition eines effektiven dynamischen Trägheitsmoments [BF:79] $J = \frac{I_x}{\omega}$ (7.15)

ergibt sich eine weitere Vergleichsmöglichkeit der signaturaufgespaltenen Bänder in ²³¹Pa und ²²⁹Pa (Abb. 7.8). Für ungerade Massen existieren wenige Vergleichsdaten. In [BN:96, Fig. 32] zeigen die Thoriumisotope 225, 223 bei generell niedrigerem J für beide Paritäten einen qualitativ gleichartigen Verlauf, wie der Simplex $-i$ der unge-

raden Protaktiniumisotope. In den geraden Th Nachbarn 222, 224, 226 tritt eine Degeneration der Paritätszweige bei höheren Frequenzen ab 200 $\hbar\text{keV}$ auf und der Pa Simplex $+i$ entspricht eher dem positivem Paritätsverlauf. Eine erstaunliche Beobachtung ist die vollständige Degeneration des Signaturzweigs $-i$ negativer Parität des $1/2[530]$ Bandes für die beiden Kerne ^{231}Pa und ^{229}Pa oberhalb 50 $\hbar\text{keV}$. Eine Degeneration im Simplex $-i$ ist generell stärker ausgeprägt als im Simplex $+i$. Wie beim Vergleich der Rotationsfrequenzen (Abb. 7.7) beobachtet man in ^{231}Pa eine bessere Übereinstimmung der Paritätspartner als in ^{229}Pa .

Um ein Gefühl für den ausgerichteten Anteil $i(\omega)$ der Projektion des Gesamtdrehimpulses auf die kollektive Rotationsachse senkrecht zur Symmetrieachse $I_x(\omega)$ zu erhalten, wird der kollektive Anteil

$$I_g(\omega) = \omega J_{\text{eff}}(\omega^2) \quad (7.16)$$

$$= \omega(J_0 + \omega^2 J_1)$$

aus einem Referenzband g mit effektivem Trägheitsmoment $J_{\text{eff}}(\omega^2)$ abgezogen [BF:79, SFB:80]:

$$i(\omega) = I_x(\omega) - I_g(\omega) \quad (7.17)$$

Als Referenz dienen die 0^+ Grundzustandsbänder der beiden geraden Nachbarn, aus deren bekannten Zuständen [AC:97, Ako:93a, Ako:93b, Sch:91] je Kern die Parameter des besten Fits bestimmt werden, die gewichtet gemittelt werden. Das Mittel von ^{228}Th und ^{230}U parametrisiert $I_g(\omega)$ für ^{229}Pa zu $J_0 = 53.9(3.9) \hbar^2/\text{MeV}$, sowie

$J_1 = 675(15) \hbar^4/\text{MeV}^3$. Entsprechend folgt für ^{231}Pa aus ^{230}Th und ^{232}U $J_0 = 57.5(4.9) \hbar^2/\text{MeV}$, sowie $J_1 = 637.5(3.5) \hbar^4/\text{MeV}^3$. Infolge der Unsicherheit der Wahl des Referenzbandes g ist in Abb. 7.9 der Verlauf von $i(\omega)$ als qualitativ zu betrachten.

Man erkennt für den Simplex $+i$ der $K = 1/2$ Bänder am Bandenanfang nahezu keinen Alignmentbeitrag. Mit zunehmender Frequenz ω steigt das Alignment für die $K = 1/2$ Bänder an. Da der Simplex $+i$ Zweig stärker wächst, kreuzt er den $-i$ Zweig bei etwa $\hbar\omega \approx 130 \text{ keV}$. Ausgenommen davon ist der $+i$ Zweig in $1/2[660]$ von ^{229}Pa , der deutlich stärker zunimmt und den Simplexpartner bei $\hbar\omega \approx 80 \text{ keV}$ erreicht. Ansonsten ist die beobachtete Zunahme für beide Protaktiniumisotope gleichartig.

Das $3/2[651]$ Band in ^{231}Pa zeigt für $s = +i$ ein nahezu konstantes Alignment, das sich oberhalb $\hbar\omega \approx 100 \text{ keV}$ zu vermindern beginnt, während für $s = -i$ erst eine Zunahme, dann eine Sättigung eintritt.

Bis zu einer genauen Modellanalyse bleiben Erklärungsversuche des Alignments spekulativ. Der Alignmentanstieg in den $K = 1/2$ kann als Indiz einer kontinuierlichen Änderung der Struktur gewertet werden, wie das Modell der Bandenkreuzung Abb. 5.7 (S. 82) vorhersagt. Im Coriolis beeinflussten Band $3/2[651]$ scheinen sich gegenläufige Komponenten auszugleichen.

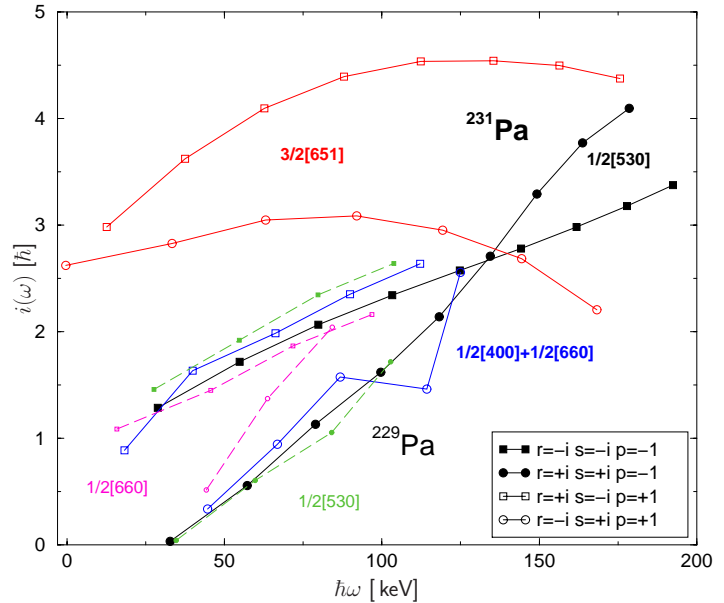


Abbildung 7.9: Verlauf des ausgerichteten Drehimpulses $i(\omega)$ in ^{231}Pa und ^{229}Pa (gestrichelt) in Abhängigkeit der Frequenz ω . Referenzbänder aus der Mittelung über die Grundzustandsbänder der jeweiligen Nachbarkerne ^{230}Th , ^{232}U bzw. ^{228}Th , ^{230}U .

8. Resümee

Die Entwicklung eines kleinen, modularen Detektorsystems für den Nachweis von Schwerionen in der **Target**kammer eines γ -Spektroskopieballs bietet eine kostengünstige Alternative, nicht nur für die in der vorliegenden Arbeit behandelte Coulombanregung (**Abs. 3, S. 37**).

In ^{229}Pa wurden Hinweise auf den Grundzustand gefunden, dessen Struktur Einfluss auf die angenommene Zuweisung von Banden in ^{225}Ac hat (**Abs. 2.2, S. 15**).

Die Untersuchung von Teilchen-Gamma Koinzidenzen am **NORDBALL** γ -Spektrometer nach Coulombanregung des Kerns ^{231}Pa (**Abs. 4, S. 57**) konnte sein Niveauschema und dessen Zuordnung erheblich erweitern (**Abs. 5, S. 69**).

Durch die Extraktion eines großen Satzes von Matrixelementen (**Abs. 7, S. 109**) mit hoher Genauigkeit ist die Vorhersage nicht nur der Energien, sondern auch für Übergangswahrscheinlichkeiten eine Herausforderung an theoretische Modellrechnungen (**Abs. 7.2.2, S. 124**).

Die Protaktiniumisotope 229 und 231 reihen sich in das Feld der Quadrupol-Oktupoldeformation ein, wobei sie Ähnlichkeiten zu rotationssymmetrischen und rotationsasymmetrischen Kernen zeigen (**Abs. 7.3, S. 130**).

Die Auswirkungen von Symmetrie und Asymmetrie zeigen sich in einer subtilen Weise, die über die Fixierung auf eine klassische Vorstellung der Oktupoldeformation, als im Grundzustand deformierter Kern, hinausweist. Paritätsdoublets und deren Abstand, die Rotationsfrequenz und das ausgerichtete Moment sind Probemöglichkeiten einer komplexen Wirklichkeit. Zum weiteren theoretischen Verständnis der Aufspaltung von $K=1/2$ Banden wäre eine Ausführung der Herleitung aus der dynamischen Beschreibung der supersymmetrischen Quantenmechanik interessant, auf deren allgemeinen Formalismus zur Lösung dieses Problems [**ABCD:91**] hinweist.

Der etwaige Nachweis der Existenz von über deformierte aber homogene Verteilungen (z.B. der Ladung) hinausweisenden Darstellungsformen gleicher Wirkung, also prinzipiell ununterscheidbarer Messergebnisse in Analogie zu den isospektralen Potentialen [**CKS:95**], würde Formbegriffe wie „Birne, Banane“ etc. weiter in Frage stellen.

Anhang

A. Matrixelemente

Tabelle A.1: Die Abbildungen von der GOSIA-Rechnung ausgegebener Matrixelemente können aufgrund der internen Ordnung als Dreiecksmatrix Anregung und Zerfall gemischt darstellen. Zur besseren Identifikation sind im Folgenden die den Matrixelementen zugeordneten Übergänge gruppiert nach $\Delta I = I_f - I_i$ angegeben.

ΔI	Übergänge
E1 1/2[530] → 3/2[651]	
1	$1/2^- \rightarrow 3/2^+, 3/2^- \rightarrow 5/2^+, 5/2^- \rightarrow 7/2^+, 7/2^- \rightarrow 9/2^+, 9/2^- \rightarrow 11/2^+, 11/2^- \rightarrow 13/2^+, 13/2^- \rightarrow 15/2^+, 15/2^- \rightarrow 17/2^+, 17/2^- \rightarrow 19/2^+, 19/2^- \rightarrow 21/2^+, 21/2^- \rightarrow 23/2^+, 23/2^- \rightarrow 25/2^+$
0	$3/2^- \rightarrow 3/2^+, 5/2^- \rightarrow 5/2^+, 7/2^- \rightarrow 7/2^+, 9/2^- \rightarrow 9/2^+, 11/2^- \rightarrow 11/2^+, 13/2^- \rightarrow 13/2^+, 15/2^- \rightarrow 15/2^+, 17/2^- \rightarrow 17/2^+, 19/2^- \rightarrow 19/2^+, 21/2^- \rightarrow 21/2^+, 23/2^- \rightarrow 23/2^+$
-1	$5/2^- \rightarrow 3/2^+, 7/2^- \rightarrow 5/2^+, 9/2^- \rightarrow 7/2^+, 11/2^- \rightarrow 9/2^+, 13/2^- \rightarrow 11/2^+, 15/2^- \rightarrow 13/2^+, 17/2^- \rightarrow 15/2^+, 19/2^- \rightarrow 17/2^+, 21/2^- \rightarrow 19/2^+, 23/2^- \rightarrow 21/2^+$
E1 1/2[530] → 1/2[400]	
1	$1/2^- \rightarrow 3/2^-, 3/2^- \rightarrow 5/2^-, 5/2^- \rightarrow 7/2^-, 7/2^- \rightarrow 9/2^-, 9/2^- \rightarrow 11/2^-, 11/2^- \rightarrow 13/2^-, 13/2^- \rightarrow 15/2^-, 15/2^- \rightarrow 17/2^-, 17/2^- \rightarrow 19/2^-, 19/2^- \rightarrow 21/2^-$
0	$1/2^- \rightarrow 1/2^-, 3/2^- \rightarrow 3/2^-, 5/2^- \rightarrow 5/2^-, 7/2^- \rightarrow 7/2^-, 9/2^- \rightarrow 9/2^-, 11/2^- \rightarrow 11/2^-, 13/2^- \rightarrow 13/2^-, 15/2^- \rightarrow 15/2^-, 17/2^- \rightarrow 17/2^-, 19/2^- \rightarrow 19/2^-, 21/2^- \rightarrow 21/2^-$
-1	$3/2^- \rightarrow 1/2^-, 5/2^- \rightarrow 3/2^-, 7/2^- \rightarrow 5/2^-, 9/2^- \rightarrow 7/2^-, 11/2^- \rightarrow 9/2^-, 13/2^- \rightarrow 11/2^-, 15/2^- \rightarrow 13/2^-, 17/2^- \rightarrow 15/2^-, 19/2^- \rightarrow 17/2^-, 21/2^- \rightarrow 19/2^-, 23/2^- \rightarrow 21/2^-$
E1 1/2[530] → 3/2[651]	
1	$25/2^- \rightarrow 27/2^+, 27/2^- \rightarrow 29/2^+, 29/2^- \rightarrow 31/2^+, 31/2^- \rightarrow 33/2^+$
0	$25/2^- \rightarrow 25/2^+, 27/2^- \rightarrow 27/2^+, 29/2^- \rightarrow 29/2^+, 31/2^- \rightarrow 31/2^+, 33/2^- \rightarrow 33/2^+$
-1	$25/2^- \rightarrow 23/2^+, 27/2^- \rightarrow 25/2^+, 29/2^- \rightarrow 27/2^+, 31/2^- \rightarrow 29/2^+, 33/2^- \rightarrow 31/2^+, 35/2^- \rightarrow 33/2^+$
E2 1/2[530] → 1/2[530]	
1	$3/2^- \rightarrow 5/2^-, 7/2^- \rightarrow 9/2^-, 11/2^- \rightarrow 13/2^-, 15/2^- \rightarrow 17/2^-, 19/2^- \rightarrow 21/2^-$
2	$1/2^- \rightarrow 5/2^-, 3/2^- \rightarrow 7/2^-, 5/2^- \rightarrow 9/2^-, 7/2^- \rightarrow 11/2^-, 9/2^- \rightarrow 13/2^-, 11/2^- \rightarrow 15/2^-, 13/2^- \rightarrow 17/2^-, 15/2^- \rightarrow 19/2^-, 17/2^- \rightarrow 21/2^-, 19/2^- \rightarrow 23/2^-$
0	$3/2^- \rightarrow 3/2^-, 5/2^- \rightarrow 5/2^-, 7/2^- \rightarrow 7/2^-, 9/2^- \rightarrow 9/2^-, 11/2^- \rightarrow 11/2^-, 13/2^- \rightarrow 13/2^-, 15/2^- \rightarrow 15/2^-, 17/2^- \rightarrow 17/2^-, 19/2^- \rightarrow 19/2^-, 21/2^- \rightarrow 21/2^-, 23/2^- \rightarrow 23/2^-$
-1	$3/2^- \rightarrow 1/2^-, 7/2^- \rightarrow 5/2^-, 11/2^- \rightarrow 9/2^-, 15/2^- \rightarrow 13/2^-, 19/2^- \rightarrow 17/2^-, 23/2^- \rightarrow 21/2^-$
E2 1/2[530] → 1/2[530]	
1	$23/2^- \rightarrow 25/2^-$
2	$21/2^- \rightarrow 25/2^-, 23/2^- \rightarrow 27/2^-$
E2 1/2[530] → 1/2[530]	
1	$25/2^- \rightarrow 27/2^-, 27/2^- \rightarrow 29/2^-, 29/2^- \rightarrow 31/2^-, 31/2^- \rightarrow 33/2^-, 33/2^- \rightarrow 35/2^-, 35/2^- \rightarrow 37/2^-, 37/2^- \rightarrow 39/2^-$
2	$25/2^- \rightarrow 29/2^-, 27/2^- \rightarrow 31/2^-, 29/2^- \rightarrow 33/2^-, 31/2^- \rightarrow 35/2^-, 33/2^- \rightarrow 37/2^-, 35/2^- \rightarrow 39/2^-$
0	$25/2^- \rightarrow 25/2^-, 27/2^- \rightarrow 27/2^-, 29/2^- \rightarrow 29/2^-, 31/2^- \rightarrow 31/2^-, 33/2^- \rightarrow 33/2^-, 35/2^- \rightarrow 35/2^-, 37/2^- \rightarrow 37/2^-, 39/2^- \rightarrow 39/2^+$
E2 3/2[651] → 3/2[651]	
1	$5/2^+ \rightarrow 7/2^+, 7/2^+ \rightarrow 9/2^+, 9/2^+ \rightarrow 11/2^+, 11/2^+ \rightarrow 13/2^+, 13/2^+ \rightarrow 15/2^+, 15/2^+ \rightarrow 17/2^+, 17/2^+ \rightarrow 19/2^+, 19/2^+ \rightarrow 21/2^+, 21/2^+ \rightarrow 23/2^+, 25/2^+ \rightarrow 27/2^+, 29/2^+ \rightarrow 31/2^+$
2	$5/2^+ \rightarrow 9/2^+, 7/2^+ \rightarrow 11/2^+, 9/2^+ \rightarrow 13/2^+, 11/2^+ \rightarrow 15/2^+, 13/2^+ \rightarrow 17/2^+, 15/2^+ \rightarrow 19/2^+, 17/2^+ \rightarrow 21/2^+, 19/2^+ \rightarrow 23/2^+, 21/2^+ \rightarrow 25/2^+, 23/2^+ \rightarrow 27/2^+, 25/2^+ \rightarrow 29/2^+, 27/2^+ \rightarrow 31/2^+, 29/2^+ \rightarrow 33/2^+$

Tabelle A.1: Fortsetzung

ΔI	Übergänge
0	$3/2^+ \rightarrow 3/2^+, 5/2^+ \rightarrow 5/2^+, 7/2^+ \rightarrow 7/2^+, 9/2^+ \rightarrow 9/2^+, 11/2^+ \rightarrow 11/2^+, 13/2^+ \rightarrow 13/2^+, 15/2^+ \rightarrow 15/2^+, 17/2^+ \rightarrow 17/2^+, 19/2^+ \rightarrow 19/2^+, 21/2^+ \rightarrow 21/2^+, 23/2^+ \rightarrow 23/2^+, 25/2^+ \rightarrow 25/2^+, 27/2^+ \rightarrow 27/2^+, 29/2^+ \rightarrow 29/2^+, 31/2^+ \rightarrow 31/2^+, 33/2^+ \rightarrow 33/2^+$
-1	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+, 25/2^+ \rightarrow 23/2^+, 29/2^+ \rightarrow 27/2^+, 33/2^+ \rightarrow 31/2^+$
-2	$7/2^+ \rightarrow 3/2^+$
E2 1/2[400] \rightarrow 1/2[400]	
1	$1/2^- \rightarrow 3/2^-, 5/2^- \rightarrow 7/2^-, 9/2^- \rightarrow 11/2^-, 13/2^- \rightarrow 15/2^-, 17/2^- \rightarrow 19/2^-, 19/2^- \rightarrow 21/2^-$
2	$1/2^- \rightarrow 5/2^-, 3/2^- \rightarrow 7/2^-, 5/2^- \rightarrow 9/2^-, 7/2^- \rightarrow 11/2^-, 9/2^- \rightarrow 13/2^-, 11/2^- \rightarrow 15/2^-, 13/2^- \rightarrow 17/2^-, 15/2^- \rightarrow 19/2^-, 17/2^- \rightarrow 21/2^-$
0	$3/2^- \rightarrow 3/2^-, 5/2^- \rightarrow 5/2^-, 7/2^- \rightarrow 7/2^-, 9/2^- \rightarrow 9/2^-, 11/2^- \rightarrow 11/2^-, 13/2^- \rightarrow 13/2^-, 15/2^- \rightarrow 15/2^-, 17/2^- \rightarrow 17/2^-, 19/2^- \rightarrow 19/2^-, 21/2^- \rightarrow 21/2^-$
-1	$5/2^- \rightarrow 3/2^-, 9/2^- \rightarrow 7/2^-, 13/2^- \rightarrow 11/2^-, 17/2^- \rightarrow 15/2^-$
E3 1/2[530] \rightarrow 3/2[651]	
1	$3/2^- \rightarrow 5/2^+, 5/2^- \rightarrow 7/2^+, 7/2^- \rightarrow 9/2^+, 9/2^- \rightarrow 11/2^+, 11/2^- \rightarrow 13/2^+, 13/2^- \rightarrow 15/2^+, 15/2^- \rightarrow 17/2^+, 17/2^- \rightarrow 19/2^+, 19/2^- \rightarrow 21/2^+, 21/2^- \rightarrow 23/2^+, 23/2^- \rightarrow 25/2^+$
2	$1/2^- \rightarrow 5/2^+, 5/2^- \rightarrow 9/2^+, 7/2^- \rightarrow 11/2^+, 9/2^- \rightarrow 13/2^+, 11/2^- \rightarrow 15/2^+, 13/2^- \rightarrow 17/2^+, 15/2^- \rightarrow 19/2^+, 17/2^- \rightarrow 21/2^+, 19/2^- \rightarrow 23/2^+, 21/2^- \rightarrow 25/2^+, 23/2^- \rightarrow 27/2^+$
3	$1/2^- \rightarrow 7/2^+, 3/2^- \rightarrow 9/2^+, 5/2^- \rightarrow 11/2^+, 7/2^- \rightarrow 13/2^+, 9/2^- \rightarrow 15/2^+, 11/2^- \rightarrow 17/2^+, 13/2^- \rightarrow 19/2^+, 15/2^- \rightarrow 21/2^+, 17/2^- \rightarrow 23/2^+, 19/2^- \rightarrow 25/2^+, 21/2^- \rightarrow 27/2^+, 23/2^- \rightarrow 29/2^+$
0	$3/2^- \rightarrow 3/2^+, 5/2^- \rightarrow 5/2^+, 7/2^- \rightarrow 7/2^+, 9/2^- \rightarrow 9/2^+, 11/2^- \rightarrow 11/2^+, 13/2^- \rightarrow 13/2^+, 15/2^- \rightarrow 15/2^+, 17/2^- \rightarrow 17/2^+, 19/2^- \rightarrow 19/2^+, 21/2^- \rightarrow 21/2^+, 23/2^- \rightarrow 23/2^+$
-1	$5/2^- \rightarrow 3/2^+, 7/2^- \rightarrow 5/2^+, 9/2^- \rightarrow 7/2^+, 11/2^- \rightarrow 9/2^+, 13/2^- \rightarrow 11/2^+, 15/2^- \rightarrow 13/2^+, 17/2^- \rightarrow 15/2^+, 19/2^- \rightarrow 17/2^+, 21/2^- \rightarrow 19/2^+, 23/2^- \rightarrow 21/2^+$
-2	$7/2^- \rightarrow 3/2^+, 9/2^- \rightarrow 5/2^+, 11/2^- \rightarrow 7/2^+, 13/2^- \rightarrow 9/2^+, 15/2^- \rightarrow 11/2^+, 17/2^- \rightarrow 13/2^+, 19/2^- \rightarrow 15/2^+, 21/2^- \rightarrow 17/2^+, 23/2^- \rightarrow 19/2^+$
-3	$9/2^- \rightarrow 3/2^+, 11/2^- \rightarrow 5/2^+, 13/2^- \rightarrow 7/2^+, 15/2^- \rightarrow 9/2^+, 17/2^- \rightarrow 11/2^+, 19/2^- \rightarrow 13/2^+, 21/2^- \rightarrow 15/2^+, 23/2^- \rightarrow 17/2^+$
E3 1/2[530] \rightarrow 1/2[400]	
1	$3/2^- \rightarrow 5/2^-, 5/2^- \rightarrow 7/2^-, 7/2^- \rightarrow 9/2^-, 9/2^- \rightarrow 11/2^-, 11/2^- \rightarrow 13/2^-, 13/2^- \rightarrow 15/2^-, 15/2^- \rightarrow 17/2^-, 17/2^- \rightarrow 19/2^-, 19/2^- \rightarrow 21/2^-$
2	$1/2^- \rightarrow 5/2^-, 3/2^- \rightarrow 7/2^-, 5/2^- \rightarrow 9/2^-, 7/2^- \rightarrow 11/2^-, 9/2^- \rightarrow 13/2^-, 11/2^- \rightarrow 15/2^-, 13/2^- \rightarrow 17/2^-, 15/2^- \rightarrow 19/2^-, 17/2^- \rightarrow 21/2^-$
3	$1/2^- \rightarrow 7/2^-, 3/2^- \rightarrow 9/2^-, 5/2^- \rightarrow 11/2^-, 7/2^- \rightarrow 13/2^-, 9/2^- \rightarrow 15/2^-, 11/2^- \rightarrow 17/2^-, 13/2^- \rightarrow 19/2^-, 15/2^- \rightarrow 21/2^-$
0	$3/2^- \rightarrow 3/2^-, 5/2^- \rightarrow 5/2^-, 7/2^- \rightarrow 7/2^-, 9/2^- \rightarrow 9/2^-, 11/2^- \rightarrow 11/2^-, 13/2^- \rightarrow 13/2^-, 15/2^- \rightarrow 15/2^-, 17/2^- \rightarrow 17/2^-, 19/2^- \rightarrow 19/2^-, 21/2^- \rightarrow 21/2^-$
-1	$5/2^- \rightarrow 3/2^-, 7/2^- \rightarrow 5/2^-, 9/2^- \rightarrow 7/2^-, 11/2^- \rightarrow 9/2^-, 13/2^- \rightarrow 11/2^-, 15/2^- \rightarrow 13/2^-, 17/2^- \rightarrow 15/2^-, 19/2^- \rightarrow 17/2^-, 21/2^- \rightarrow 19/2^-, 23/2^- \rightarrow 21/2^-$
-2	$5/2^- \rightarrow 1/2^-, 7/2^- \rightarrow 3/2^-, 9/2^- \rightarrow 5/2^-, 11/2^- \rightarrow 7/2^-, 13/2^- \rightarrow 9/2^-, 15/2^- \rightarrow 11/2^-, 17/2^- \rightarrow 13/2^-, 19/2^- \rightarrow 15/2^-, 21/2^- \rightarrow 17/2^-, 23/2^- \rightarrow 19/2^-$
-3	$7/2^- \rightarrow 1/2^-, 9/2^- \rightarrow 3/2^-, 11/2^- \rightarrow 5/2^-, 13/2^- \rightarrow 7/2^-, 15/2^- \rightarrow 9/2^-, 17/2^- \rightarrow 11/2^-, 19/2^- \rightarrow 13/2^-, 21/2^- \rightarrow 15/2^-, 23/2^- \rightarrow 17/2^-$
E3 1/2[530] \rightarrow 3/2[651]	
1	$25/2^- \rightarrow 27/2^+, 27/2^- \rightarrow 29/2^+, 29/2^- \rightarrow 31/2^+, 31/2^- \rightarrow 33/2^+$
2	$25/2^- \rightarrow 29/2^+, 27/2^- \rightarrow 31/2^+, 29/2^- \rightarrow 33/2^+$

Tabelle A.1: Fortsetzung

ΔI	Übergänge
3	$25/2^- \rightarrow 31/2^+, 27/2^- \rightarrow 33/2^+$
0	$25/2^- \rightarrow 25/2^+, 27/2^- \rightarrow 27/2^+, 29/2^- \rightarrow 29/2^+, 31/2^- \rightarrow 31/2^+, 33/2^- \rightarrow 33/2^+$
-1	$25/2^- \rightarrow 23/2^+, 27/2^- \rightarrow 25/2^+, 29/2^- \rightarrow 27/2^+, 31/2^- \rightarrow 29/2^+, 33/2^- \rightarrow 31/2^+, 35/2^- \rightarrow 33/2^+$
-2	$25/2^- \rightarrow 21/2^+, 27/2^- \rightarrow 23/2^+, 29/2^- \rightarrow 25/2^+, 31/2^- \rightarrow 27/2^+, 33/2^- \rightarrow 29/2^+, 35/2^- \rightarrow 31/2^+, 37/2^- \rightarrow 33/2^+$
-3	$25/2^- \rightarrow 19/2^+, 27/2^- \rightarrow 21/2^+, 29/2^- \rightarrow 23/2^+, 31/2^- \rightarrow 25/2^+, 33/2^- \rightarrow 27/2^+, 35/2^- \rightarrow 29/2^+, 37/2^- \rightarrow 31/2^+, 39/2^- \rightarrow 33/2^+$
E3 1/2[530] \rightarrow 1/2[400]	
-2	$25/2^- \rightarrow 21/2^-$
-3	$25/2^- \rightarrow 19/2^-, 27/2^- \rightarrow 21/2^-$
E4 1/2[530] \rightarrow 1/2[530]	
1	$3/2^- \rightarrow 5/2^-, 7/2^- \rightarrow 9/2^-, 11/2^- \rightarrow 13/2^-, 15/2^- \rightarrow 17/2^-, 19/2^- \rightarrow 21/2^-$
2	$3/2^- \rightarrow 7/2^-, 5/2^- \rightarrow 9/2^-, 7/2^- \rightarrow 11/2^-, 9/2^- \rightarrow 13/2^-, 11/2^- \rightarrow 15/2^-, 13/2^- \rightarrow 17/2^-, 15/2^- \rightarrow 19/2^-, 17/2^- \rightarrow 21/2^-, 19/2^- \rightarrow 23/2^-$
3	$1/2^- \rightarrow 7/2^-, 3/2^- \rightarrow 9/2^-, 5/2^- \rightarrow 11/2^-, 7/2^- \rightarrow 13/2^-, 9/2^- \rightarrow 15/2^-, 11/2^- \rightarrow 17/2^-, 13/2^- \rightarrow 19/2^-, 15/2^- \rightarrow 21/2^-, 17/2^- \rightarrow 23/2^-$
4	$1/2^- \rightarrow 9/2^-, 3/2^- \rightarrow 11/2^-, 5/2^- \rightarrow 13/2^-, 7/2^- \rightarrow 15/2^-, 9/2^- \rightarrow 17/2^-, 11/2^- \rightarrow 19/2^-, 13/2^- \rightarrow 21/2^-, 15/2^- \rightarrow 23/2^-$
0	$5/2^- \rightarrow 5/2^-, 7/2^- \rightarrow 7/2^-, 9/2^- \rightarrow 9/2^-, 11/2^- \rightarrow 11/2^-, 13/2^- \rightarrow 13/2^-, 15/2^- \rightarrow 15/2^-, 17/2^- \rightarrow 17/2^-, 19/2^- \rightarrow 19/2^-, 21/2^- \rightarrow 21/2^-, 23/2^- \rightarrow 23/2^+$
-1	$7/2^- \rightarrow 5/2^-, 11/2^- \rightarrow 9/2^-, 15/2^- \rightarrow 13/2^-, 19/2^- \rightarrow 17/2^-, 23/2^- \rightarrow 21/2^-$
E4 1/2[530] \rightarrow 1/2[530]	
1	$23/2^- \rightarrow 25/2^-$
2	$21/2^- \rightarrow 25/2^-, 23/2^- \rightarrow 27/2^-$
3	$19/2^- \rightarrow 25/2^-, 21/2^- \rightarrow 27/2^-, 23/2^- \rightarrow 29/2^-$
4	$17/2^- \rightarrow 25/2^-, 19/2^- \rightarrow 27/2^-, 21/2^- \rightarrow 29/2^-, 23/2^- \rightarrow 31/2^-$
E4 1/2[530] \rightarrow 1/2[530]	
1	$25/2^- \rightarrow 27/2^-, 27/2^- \rightarrow 29/2^-, 29/2^- \rightarrow 31/2^-, 31/2^- \rightarrow 33/2^-, 33/2^- \rightarrow 35/2^-, 35/2^- \rightarrow 37/2^-, 37/2^- \rightarrow 39/2^-$
2	$25/2^- \rightarrow 29/2^-, 27/2^- \rightarrow 31/2^-, 29/2^- \rightarrow 33/2^-, 31/2^- \rightarrow 35/2^-, 33/2^- \rightarrow 37/2^-, 35/2^- \rightarrow 39/2^-$
3	$25/2^- \rightarrow 31/2^-, 27/2^- \rightarrow 33/2^-, 29/2^- \rightarrow 35/2^-, 31/2^- \rightarrow 37/2^-, 33/2^- \rightarrow 39/2^-$
4	$25/2^- \rightarrow 33/2^-, 27/2^- \rightarrow 35/2^-, 29/2^- \rightarrow 37/2^-, 31/2^- \rightarrow 39/2^-$
0	$25/2^- \rightarrow 25/2^-, 27/2^- \rightarrow 27/2^-, 29/2^- \rightarrow 29/2^-, 31/2^- \rightarrow 31/2^-, 33/2^- \rightarrow 33/2^-, 35/2^- \rightarrow 35/2^-, 37/2^- \rightarrow 37/2^-, 39/2^- \rightarrow 39/2^+$
E4 3/2[651] \rightarrow 3/2[651]	
1	$5/2^+ \rightarrow 7/2^+, 7/2^+ \rightarrow 9/2^+, 9/2^+ \rightarrow 11/2^+, 11/2^+ \rightarrow 13/2^+, 13/2^+ \rightarrow 15/2^+, 15/2^+ \rightarrow 17/2^+, 17/2^+ \rightarrow 19/2^+, 19/2^+ \rightarrow 21/2^+, 21/2^+ \rightarrow 23/2^+, 25/2^+ \rightarrow 27/2^+, 29/2^+ \rightarrow 31/2^+$
2	$5/2^+ \rightarrow 9/2^+, 7/2^+ \rightarrow 11/2^+, 9/2^+ \rightarrow 13/2^+, 11/2^+ \rightarrow 15/2^+, 13/2^+ \rightarrow 17/2^+, 15/2^+ \rightarrow 19/2^+, 17/2^+ \rightarrow 21/2^+, 19/2^+ \rightarrow 23/2^+, 21/2^+ \rightarrow 25/2^+, 23/2^+ \rightarrow 27/2^+, 25/2^+ \rightarrow 29/2^+, 27/2^+ \rightarrow 31/2^+, 29/2^+ \rightarrow 33/2^+$
3	$3/2^+ \rightarrow 9/2^+, 5/2^+ \rightarrow 11/2^+, 7/2^+ \rightarrow 13/2^+, 9/2^+ \rightarrow 15/2^+, 11/2^+ \rightarrow 17/2^+, 13/2^+ \rightarrow 19/2^+, 15/2^+ \rightarrow 21/2^+, 17/2^+ \rightarrow 23/2^+, 19/2^+ \rightarrow 25/2^+, 21/2^+ \rightarrow 27/2^+, 23/2^+ \rightarrow 29/2^+, 25/2^+ \rightarrow 31/2^+, 27/2^+ \rightarrow 33/2^+$

Tabelle A.1: Fortsetzung

ΔI	Übergänge
4	$3/2^+ \rightarrow 11/2^+, 5/2^+ \rightarrow 13/2^+, 7/2^+ \rightarrow 15/2^+, 9/2^+ \rightarrow 17/2^+, 11/2^+ \rightarrow 19/2^+, 13/2^+ \rightarrow 21/2^+, 15/2^+ \rightarrow 23/2^+, 17/2^+ \rightarrow 25/2^+, 19/2^+ \rightarrow 27/2^+, 21/2^+ \rightarrow 29/2^+, 23/2^+ \rightarrow 31/2^+, 25/2^+ \rightarrow 33/2^+$
0	$5/2^+ \rightarrow 5/2^+, 7/2^+ \rightarrow 7/2^+, 9/2^+ \rightarrow 9/2^+, 11/2^+ \rightarrow 11/2^+, 13/2^+ \rightarrow 13/2^+, 15/2^+ \rightarrow 15/2^+, 17/2^+ \rightarrow 17/2^+, 19/2^+ \rightarrow 19/2^+, 21/2^+ \rightarrow 21/2^+, 23/2^+ \rightarrow 23/2^+, 25/2^+ \rightarrow 25/2^+, 27/2^+ \rightarrow 27/2^+, 29/2^+ \rightarrow 29/2^+, 31/2^+ \rightarrow 31/2^+, 33/2^+ \rightarrow 33/2^+$
-1	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+, 25/2^+ \rightarrow 23/2^+, 29/2^+ \rightarrow 27/2^+, 33/2^+ \rightarrow 31/2^+$
-2	$7/2^+ \rightarrow 3/2^+$
E4 $1/2[400] \rightarrow 1/2[400]$	
1	$5/2^- \rightarrow 7/2^-, 9/2^- \rightarrow 11/2^-, 13/2^- \rightarrow 15/2^-, 17/2^- \rightarrow 19/2^-, 19/2^- \rightarrow 21/2^-$
2	$3/2^- \rightarrow 7/2^-, 5/2^- \rightarrow 9/2^-, 7/2^- \rightarrow 11/2^-, 9/2^- \rightarrow 13/2^-, 11/2^- \rightarrow 15/2^-, 13/2^- \rightarrow 17/2^-, 15/2^- \rightarrow 19/2^-, 17/2^- \rightarrow 21/2^-$
3	$1/2^- \rightarrow 7/2^-, 3/2^- \rightarrow 9/2^-, 5/2^- \rightarrow 11/2^-, 7/2^- \rightarrow 13/2^-, 9/2^- \rightarrow 15/2^-, 11/2^- \rightarrow 17/2^-, 13/2^- \rightarrow 19/2^-, 15/2^- \rightarrow 21/2^-$
4	$1/2^- \rightarrow 9/2^-, 3/2^- \rightarrow 11/2^-, 5/2^- \rightarrow 13/2^-, 7/2^- \rightarrow 15/2^-, 9/2^- \rightarrow 17/2^-, 11/2^- \rightarrow 19/2^-, 13/2^- \rightarrow 21/2^-$
0	$5/2^- \rightarrow 5/2^-, 7/2^- \rightarrow 7/2^-, 9/2^- \rightarrow 9/2^-, 11/2^- \rightarrow 11/2^-, 13/2^- \rightarrow 13/2^-, 15/2^- \rightarrow 15/2^-, 17/2^- \rightarrow 17/2^-, 19/2^- \rightarrow 19/2^-, 21/2^- \rightarrow 21/2^-$
-1	$5/2^- \rightarrow 3/2^-, 9/2^- \rightarrow 7/2^-, 13/2^- \rightarrow 11/2^-, 17/2^- \rightarrow 15/2^-$
M1 $1/2[530] \rightarrow 1/2[530]$	
1	$3/2^- \rightarrow 5/2^-, 7/2^- \rightarrow 9/2^-, 11/2^- \rightarrow 13/2^-, 15/2^- \rightarrow 17/2^-, 19/2^- \rightarrow 21/2^-$
0	$1/2^- \rightarrow 1/2^-, 3/2^- \rightarrow 3/2^-, 5/2^- \rightarrow 5/2^-, 7/2^- \rightarrow 7/2^-, 9/2^- \rightarrow 9/2^-, 11/2^- \rightarrow 11/2^-, 13/2^- \rightarrow 13/2^-, 15/2^- \rightarrow 15/2^-, 17/2^- \rightarrow 17/2^-, 19/2^- \rightarrow 19/2^-, 21/2^- \rightarrow 21/2^-, 23/2^- \rightarrow 23/2^-$
-1	$3/2^- \rightarrow 1/2^-, 7/2^- \rightarrow 5/2^-, 11/2^- \rightarrow 9/2^-, 15/2^- \rightarrow 13/2^-, 19/2^- \rightarrow 17/2^-, 23/2^- \rightarrow 21/2^-$
M1 $1/2[530] \rightarrow 1/2[530]$	
1	$23/2^- \rightarrow 25/2^-$
M1 $1/2[530] \rightarrow 1/2[530]$	
1	$25/2^- \rightarrow 27/2^-, 27/2^- \rightarrow 29/2^-, 29/2^- \rightarrow 31/2^-, 31/2^- \rightarrow 33/2^-, 33/2^- \rightarrow 35/2^-, 35/2^- \rightarrow 37/2^-, 37/2^- \rightarrow 39/2^-$
0	$25/2^- \rightarrow 25/2^-, 27/2^- \rightarrow 27/2^-, 29/2^- \rightarrow 29/2^-, 31/2^- \rightarrow 31/2^-, 33/2^- \rightarrow 33/2^-, 35/2^- \rightarrow 35/2^-, 37/2^- \rightarrow 37/2^-, 39/2^- \rightarrow 39/2^-$
M1 $3/2[651] \rightarrow 3/2[651]$	
1	$5/2^+ \rightarrow 7/2^+, 7/2^+ \rightarrow 9/2^+, 9/2^+ \rightarrow 11/2^+, 11/2^+ \rightarrow 13/2^+, 13/2^+ \rightarrow 15/2^+, 15/2^+ \rightarrow 17/2^+, 17/2^+ \rightarrow 19/2^+, 19/2^+ \rightarrow 21/2^+, 21/2^+ \rightarrow 23/2^+, 25/2^+ \rightarrow 27/2^+, 29/2^+ \rightarrow 31/2^+$
0	$3/2^+ \rightarrow 3/2^+, 5/2^+ \rightarrow 5/2^+, 7/2^+ \rightarrow 7/2^+, 9/2^+ \rightarrow 9/2^+, 11/2^+ \rightarrow 11/2^+, 13/2^+ \rightarrow 13/2^+, 15/2^+ \rightarrow 15/2^+, 17/2^+ \rightarrow 17/2^+, 19/2^+ \rightarrow 19/2^+, 21/2^+ \rightarrow 21/2^+, 23/2^+ \rightarrow 23/2^+, 25/2^+ \rightarrow 25/2^+, 27/2^+ \rightarrow 27/2^+, 29/2^+ \rightarrow 29/2^+, 31/2^+ \rightarrow 31/2^+, 33/2^+ \rightarrow 33/2^+$
-1	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+, 25/2^+ \rightarrow 23/2^+, 29/2^+ \rightarrow 27/2^+, 33/2^+ \rightarrow 31/2^+$
M1 $1/2[400] \rightarrow 1/2[400]$	
1	$1/2^- \rightarrow 3/2^-, 5/2^- \rightarrow 7/2^-, 9/2^- \rightarrow 11/2^-, 13/2^- \rightarrow 15/2^-, 17/2^- \rightarrow 19/2^-, 19/2^- \rightarrow 21/2^-$
0	$1/2^- \rightarrow 1/2^-, 3/2^- \rightarrow 3/2^-, 5/2^- \rightarrow 5/2^-, 7/2^- \rightarrow 7/2^-, 9/2^- \rightarrow 9/2^-, 11/2^- \rightarrow 11/2^-, 13/2^- \rightarrow 13/2^-, 15/2^- \rightarrow 15/2^-, 17/2^- \rightarrow 17/2^-, 19/2^- \rightarrow 19/2^-, 21/2^- \rightarrow 21/2^-$
-1	$5/2^- \rightarrow 3/2^-, 9/2^- \rightarrow 7/2^-, 13/2^- \rightarrow 11/2^-, 17/2^- \rightarrow 15/2^-$

Die folgenden Tabellen und Abbildungen geben die Matrixelemente mit Fehlern der besten weitgehend modellunabhängigen Minimierung auf $\chi^2/n = 1.02$ mit **GOSIA** in der Phasenbeziehung **Gl. 6.21 (S. 98)** wieder. Die Vorzeichen sind, wie in **Abs. 7.1.1 (S. 109)** erläutert, bestimmt. Die Fehlergrenzen unbestimmbarer Matrixelemente sind kleiner als unendlich und entsprechen den oberen und unteren Schranken der zugelassenen Variation während der Minimierung. Da dies alle diagonalen M1 Matrixelemente betrifft, wurden sie in den Tabellen weggelassen.

Tabelle A.2: Experimentelle reduzierte E2 und M1 Matrix Elemente $\langle I_f || M(E2, M1) || I_i \rangle$ für die 1/2[530] Inband Übergänge in Einheiten von eb und μ_N .

I_i	$\langle I_f E2 I_i \rangle$ 1/2[530]			$\langle I_i - 1 M1 I_i \rangle$ 1/2[530]	
	$I_f = I_i - 2$	$I_f = I_i - 1$	$I_f = I_i$	$I_{>}^+$ ungerade ¹	$I_{>}^+$ gerade
3/2		2.37_{-13}^{+13}	-2.51_{-77}^{+130}		1_{-86}^{+84}
5/2	3.12_{-37}^{+56}	1.899_{-88}^{+83}	-3.3_{-23}^{+45}	0.05_{-40}^{+25}	
7/2	3.868_{-96}^{+107}	1.28_{-104}^{+64}	-3.9_{-12}^{+22}		2_{-96}^{+64}
9/2	3.885_{-96}^{+87}	1.43_{-15}^{+12}	-4.4_{-36}^{+29}	0.067_{-297}^{+90}	
11/2	5.51_{-21}^{+23}	1.0_{-20}^{+20}	-4.8_{-35}^{+17}		2.53_{-21}^{+30}
13/2	5.885_{-46}^{+224}	0.85_{-36}^{+18}	-5.2_{-32}^{+21}	0.081_{-301}^{+47}	
15/2	6.35_{-24}^{+21}	0.9_{-33}^{+48}	-5.6_{-30}^{+30}		2.96_{-21}^{+79}
17/2	7.05_{-14}^{+15}	0.84_{-26}^{+18}	-5.9_{-20}^{+54}	0.093_{-17}^{+70}	
19/2	7.20_{-19}^{+21}	0.8_{-50}^{+51}	-6.2_{-16}^{+39}		3.333_{-127}^{+74}
21/2	7.58_{-29}^{+28}	0.78_{-130}^{+89}	-6.5_{-29}^{+48}	0.10_{-44}^{+17}	
23/2	8.12_{-25}^{+23}	0.7_{-142}^{+75}	-6.8_{-20}^{+94}		3.7_{-136}^{+44}
25/2	8.38_{-35}^{+60}	0.7_{-19}^{+15}	-7.1_{-30}^{+226}	-0.422_{-49}^{+795}	
27/2	8.73_{-50}^{+35}	1_{-23}^{+24}	-7.4_{-55}^{+22}		3.75_{-31}^{+184}
29/2	9.06_{-169}^{+51}	0.6_{-37}^{+14}	-8_{-16}^{+48}	0.54_{-11}^{+22}	
31/2	9.38_{-80}^{+38}	1_{-14}^{+20}	-7.9_{-72}^{+127}		4.02_{-125}^{+40}
33/2	9.7_{-30}^{+304}	1_{-17}^{+23}	-8_{-26}^{+47}	0.6_{-26}^{+19}	
35/2	10_{-41}^{+39}	1_{-44}^{+39}	-8_{-24}^{+49}		4.3_{-189}^{+72}
37/2	10_{-49}^{+33}	1_{-41}^{+39}	-9_{-36}^{+49}	1_{-86}^{+85}	
39/2	11_{-51}^{+32}	1_{-43}^{+40}	-9_{-32}^{+50}		5_{-89}^{+81}

¹hier: $I_{>}^+ = I_i + \frac{1}{2}$

Tabelle A.3: Experimentelle reduzierte E2 und M1 Matrix Elemente $\langle I_f || M(E2, M1) || I_i \rangle$ für die 3/2[651] Inband Übergänge in Einheiten von eb und μ_N .

I_i	$\langle I_f E2 I_i \rangle$ 3/2[651]			$\langle I_i - 1 M1 I_i \rangle$ 3/2[651]	
	$I_f = I_i - 2$	$I_f = I_i$	$I_f = I_i + 1$	$I_{>}^+$ ungerade ²	$I_{>}^+$ gerade
3/2			3_{-33}^{+37}		
5/2		4_{-41}^{+20}	-1_{-41}^{+41}	1_{-82}^{+82}	
7/2	3.0_{-44}^{+121}	3.67_{-87}^{+570}	-2_{-13}^{+15}		0.20_{-11}^{+9480}
9/2	4.1_{-80}^{+15}	3.3_{-37}^{+93}	-3_{-12}^{+10}	1.3_{-31}^{+640}	
11/2	4.90_{-94}^{+1120}	3.0_{-44}^{+22}	-4.0_{-126}^{+54}		0.23_{-13}^{+9477}
13/2	5.5_{-29}^{+69}	2.8_{-125}^{+75}	-4.6_{-112}^{+76}	0.46_{-202}^{+68}	
15/2	6.10_{-42}^{+103}	2.63_{-229}^{+55}	-5.0_{-110}^{+85}		0.419_{-80}^{+55}
17/2	6.60_{-61}^{+44}	2.5_{-97}^{+64}	-5.5_{-130}^{+83}	2.038_{-95}^{+168}	
19/2	7.06_{-48}^{+41}	2.3_{-29}^{+21}	-6_{-10}^{+10}		0.754_{-149}^{+78}
21/2	7.49_{-47}^{+66}	2.2_{-118}^{+66}	-6_{-15}^{+11}	4.01_{-16}^{+15}	
23/2	7.89_{-98}^{+69}	2.1_{-27}^{+20}	-6.6_{-86}^{+160}		0.08_{-52}^{+24}
25/2	8.26_{-287}^{+86}	2_{-16}^{+29}	-7_{-21}^{+19}	0.7_{-27}^{+14}	
27/2	8.6_{-63}^{+78}	2.0_{-70}^{+44}	-7_{-34}^{+45}		0.22_{-98}^{+52}
29/2	9.0_{-10}^{+87}	2_{-40}^{+37}	-7.5_{-86}^{+232}	0.8_{-53}^{+26}	
31/2	9_{-49}^{+29}	2_{-43}^{+42}	-8_{-32}^{+47}		0.44_{-8386}^{+13}
33/2	9.6_{-118}^{+22}	2_{-40}^{+41}	-9_{-33}^{+50}	1.5_{-95}^{+43}	

²hier: $I_{>}^+ = I_i + \frac{1}{2}$

Tabelle A.4: Experimentelle reduzierte E2 und M1 Matrix Elemente $\langle I_f || M(E2, M1) || I_i \rangle$ für die $1/2[400]+1/2[660]$ Inband Übergänge in Einheiten von eb und μ_N .

I_i	$\langle I_f E2 I_i \rangle$ 1/2[400]+1/2[660]			$\langle I_i - 1 M1 I_i \rangle$ 1/2[400]+1/2[660]	
	$I_f = I_i - 2$	$I_f = I_i$	$I_f = I_i + 1$	$I_{>}^+$ ungerade ³	$I_{>}^+$ gerade
3/2		2.51_{-325}^{+53}	-2.5_{-32}^{+157}		0.10_{-41}^{+20}
5/2	3.07_{-79}^{+186}	1.6_{-14}^{+19}	-3.3_{-36}^{+19}	0.40_{-131}^{+54}	
7/2	4.02_{-199}^{+93}	1.3_{-36}^{+20}	-3.9_{-62}^{+51}		0.16_{-79}^{+36}
9/2	4.73_{-31}^{+116}	1.2_{-37}^{+79}	-4.4_{-63}^{+53}	0.55_{-139}^{+48}	
11/2	5.3_{-14}^{+12}	1.0_{-25}^{+50}	-4.8_{-48}^{+74}		0.20_{-49}^{+16}
13/2	5.88_{-67}^{+133}	2_{-21}^{+10}	-5.2_{-60}^{+10}	0.7_{-39}^{+19}	
15/2	6.37_{-60}^{+190}	0.9_{-25}^{+34}	-5.6_{-35}^{+127}		0.237_{-610}^{+54}
17/2	6.8_{-16}^{+17}	0.8_{-188}^{+88}	-5.9_{-77}^{+147}	0.8_{-35}^{+12}	
19/2	7.24_{-72}^{+173}	0.8_{-45}^{+30}	-6.2_{-54}^{+82}		0.27_{-95}^{+31}
21/2	7.6_{-17}^{+55}	1_{-15}^{+20}	-6.5_{-93}^{+114}	0.8_{-59}^{+35}	

³hier: $I_{>}^+ = I_i + \frac{1}{2}$

Tabelle A.6: Experimentelle reduzierte E3 Matrix Elemente $\langle I_f K_f \| M(E3) \| I_i K_i \rangle$ für die $1/2[530] \rightarrow 3/2[651]$ Interband Übergänge in Einheiten von $eb^{3/2}$

$\langle I_f K_f^\pi = 3/2^+ \ E3 \ I_i K_i^\pi = 1/2^- \rangle \quad 1/2[530] \rightarrow 3/2[651]$							
I_i	$I_f = I_i - 3$	$I_f = I_i - 2$	$I_f = I_i - 1$	$I_f = I_i$	$I_f = I_i + 1$	$I_f = I_i + 2$	$I_f = I_i + 3$
1/2						0.3_{-41}^{+29}	-0.53_{-54}^{+45}
3/2				-0.30_{-56}^{+41}	0.52_{-78}^{+68}		-0.646_{-54}^{+277}
5/2			-0.5_{-22}^{+34}	0.2_{-16}^{+24}	0.5_{-16}^{+15}	-0.2_{-49}^{+18}	-0.73_{-29}^{+30}
7/2		-0.5_{-22}^{+45}	-0.4_{-37}^{+15}	0.37_{-135}^{+48}	0.5_{-15}^{+13}	-0.27_{-73}^{+79}	-0.80_{-39}^{+41}
9/2	-0.3_{-47}^{+38}	-0.6_{-50}^{+104}	-0.3_{-40}^{+41}	0.5_{-45}^{+38}	0.5_{-20}^{+22}	-0.4_{-106}^{+78}	-0.86_{-34}^{+29}
11/2	-0.4_{-21}^{+24}	-0.7_{-59}^{+67}	-0.2_{-28}^{+29}	0.6_{-22}^{+22}	0.5_{-19}^{+15}	-0.4_{-11}^{+14}	-0.91_{-42}^{+51}
13/2	-0.5_{-31}^{+24}	-0.8_{-70}^{+151}	-0.2_{-30}^{+28}	0.6_{-59}^{+37}	0.5_{-19}^{+21}	-0_{-19}^{+13}	-0.96_{-36}^{+19}
15/2	-0.6_{-22}^{+32}	-0.8_{-87}^{+132}	-0.1_{-30}^{+25}	0.7_{-33}^{+31}	0.5_{-24}^{+17}	-0.6_{-13}^{+15}	-1.01_{-41}^{+52}
17/2	-0.7_{-29}^{+31}	-0.8_{-96}^{+195}	-0.1_{-23}^{+27}	0.8_{-79}^{+49}	0.5_{-14}^{+14}	-1_{-21}^{+18}	-1.06_{-26}^{+23}
19/2	-0.8_{-22}^{+39}	-0.9_{-85}^{+105}	-0.1_{-30}^{+17}	0.8_{-30}^{+27}	0.5_{-42}^{+20}	-0.7_{-12}^{+15}	-1.10_{-37}^{+101}
21/2	-0.8_{-36}^{+35}	-1_{-16}^{+23}	-0.0_{-24}^{+27}	0.9_{-112}^{+64}	0.5_{-42}^{+32}	-1_{-11}^{+22}	-1.1_{-34}^{+20}
23/2	-0.9_{-28}^{+40}	-0.9_{-89}^{+120}	-0.0_{-29}^{+25}	0.9_{-51}^{+207}	0.5_{-69}^{+35}	-1_{-10}^{+18}	-1.18_{-145}^{+64}
25/2	-1.7_{-19}^{+35}	-2_{-23}^{+25}	0.0_{-14}^{+11}	2_{-25}^{+10}	0.9_{-119}^{+58}	-1_{-23}^{+14}	-2.3_{-74}^{+55}
27/2	-1.8_{-72}^{+32}	-2_{-11}^{+19}	0.1_{-70}^{+28}	2_{-25}^{+16}	1_{-19}^{+13}	-2_{-16}^{+25}	-2.3_{-14}^{+165}
29/2	-1.9_{-198}^{+36}	-2_{-22}^{+27}	0.1_{-62}^{+146}	2_{-19}^{+22}	2_{-24}^{+23}	-2_{-21}^{+26}	
31/2	-3_{-14}^{+10}	-3_{-22}^{+18}	0.2_{-75}^{+116}	3_{-25}^{+21}	2_{-19}^{+21}		
33/2	-2.0_{-93}^{+260}	-2_{-20}^{+27}	0_{-19}^{+20}	2_{-25}^{+20}			
35/2	-2_{-11}^{+27}	-2_{-22}^{+22}	0_{-18}^{+22}				
37/2	-2_{-18}^{+24}	-2_{-22}^{+24}					
39/2	-2_{-20}^{+26}						

Tabelle A.5: Experimentelle reduzierte E1 Matrix Elemente $\langle I_f K_f \| M(E1) \| I_i K_i \rangle$ für $1/2[530] \rightarrow 3/2[651]$, $1/2[530] \rightarrow 1/2[400] + 1/2[660]$ Interband Übergänge in Einheiten von $e b_{1/2}$

I_i	$I_f = I_i - 1$	$I_f = I_i$	$I_f = I_i + 1$	$\langle I_f K_f = 3/2^+ \ E1 \ I_i K_i^{\pi} = 1/2^- \rangle$		$\langle I_f K_f = 1/2^+ \ E1 \ I_i K_i^{\pi} = 1/2^- \rangle$	
				$1/2[530] \rightarrow 3/2[651]$	$1/2[530] \rightarrow 1/2[400] + 1/2[660]$	$1/2[530] \rightarrow 1/2[400] + 1/2[660]$	$1/2[530] \rightarrow 1/2[400] + 1/2[660]$
1/2			-0.00 ⁺¹³ ₋₁₆				
3/2		-0.002 ⁺¹²⁵ ₋₆₇	-0.000362 ⁺¹⁷⁰ ₋₇₀	0.0017 ⁺²²⁹ ₋₃₂	0.0010 ⁺²⁰ ₋₅₁		-0.00130 ⁺⁴⁵ ₋₅₆
5/2	-0.001 ⁺⁵³ ₋₁₆₃	-0.00250 ⁺⁶⁴ ₋₁₄₆	-0.002 ⁺³² ₋₂₅	0.00190 ⁺⁹⁵ ₋₆₃	0.0001 ⁺²³ ₋₂₅		-0.00132 ⁺³⁴ ₋₅₄
7/2	-0.002140 ⁺⁹⁰ ₋₁₆₀	-0.0047 ⁺¹⁰² ₋₂₇	-0.0047 ⁺²³³ ₋₈₄	0.00301 ⁺⁸⁵ ₋₉₅	0.00103 ⁺³⁶ ₋₂₂₅		-0.00258 ⁺⁴³ ₋₄₂
9/2	-0.0013 ⁺¹¹⁰ ₋₈₄	-0.0025 ⁺¹⁶⁶ ₋₉₄	-0.002 ⁺⁸⁰ ₋₈₅	0.0024 ⁺⁴⁴ ₋₁₂₂	-0.0001 ⁺³⁹ ₋₂₉		-0.00218 ⁺²⁴ ₋₁₇
11/2	-0.00401 ⁺³² ₋₄₈	-0.01 ⁺³¹ ₋₃₀	-0.005 ⁺⁵⁸ ₋₅₅	0.00340 ⁺³⁶ ₋₄₇	0.0009 ⁺²⁸ ₋₅₄		-0.00344 ⁺¹⁰⁷ ₋₆₁
13/2	-0.00100 ⁺²¹⁹ ₋₄₃	-0.00192 ⁺⁵⁷³ ₋₆₅	-0.0019 ⁺¹⁷⁴ ₋₈₇	0.0029 ⁺⁶⁷ ₋₁₃₄	-0.0003 ⁺⁵⁴ ₋₄₇		-0.00321 ⁺³⁹ ₋₃₆
15/2	-0.004955 ⁺⁴⁰ ₋₁₁₀	-0.0109 ⁺⁴⁰ ₋₇₇	-0.007 ⁺⁴² ₋₁₉	0.00399 ⁺²⁴¹ ₋₆₆	0.0010 ⁺¹⁴ ₋₃₉		-0.00390 ⁺³² ₋₈₆
17/2	-0.0013 ⁺⁵⁵ ₋₁₇	-0.00191 ⁺²³ ₋₃₀	-0.001 ⁺¹⁴ ₋₁₁	0.0033 ⁺³⁷ ₋₁₅₀	-0.0004 ⁺⁶⁷ ₋₆₂		-0.00461 ⁺⁶⁶ ₋₄₇
19/2	-0.00603 ⁺¹⁴ ₋₁₃	-0.0128 ⁺³¹ ₋₅₀	-0.0092 ⁺²³⁵ ₋₉₉	0.0045 ⁺³⁴ ₋₁₃₂	0.0010 ⁺²³ ₋₄₂		-0.0037 ⁺¹⁵² ₋₈₉
21/2	-0.0008 ⁺³⁵ ₋₁₃	-0.0012 ⁺⁵² ₋₁₉	-0.0009 ⁺⁹⁸ ₋₇₉	0.0037 ⁺⁸⁶ ₋₁₈₁	-0.00 ⁺¹³ ₋₄₅		
23/2	-0.00702 ⁺¹¹ ₋₁₅	-0.0155 ⁺²² ₋₁₄	-0.0072 ⁺²⁰² ₋₅₂	0.005 ⁺⁶⁴ ₋₃₈₃			
25/2	-0.0002 ⁺²⁰ ₋₁₆	-0.0003 ⁺²⁹ ₋₁₉	-0.000 ⁺³⁴ ₋₃₂				
27/2	-0.008641 ⁺¹⁴⁸⁰ ₋₉₀	-0.013 ⁺⁵¹ ₋₂₃	-0.010 ⁺⁴⁷ ₋₂₄				
29/2	0.0004 ⁺⁶³ ₋₇₁	0.0006 ⁺⁸³ ₋₁₀₂	0.00 ⁺⁴⁴ ₋₄₆				
31/2	-0.01003 ⁺⁵¹ ₋₆₉₅	-0.02 ⁺¹⁶ ₋₁₇	-0.012 ⁺⁵⁵ ₋₂₉				
33/2	0.001 ⁺³¹ ₋₃₂	0.002 ⁺¹² ₋₁₆					
35/2	-0.0115 ⁺³⁹⁰ ₋₉₇						

Tabelle A.7: Experimentelle reduzierte E3 Matrix Elemente $\langle I_f K_f || M(E3) || I_i K_i \rangle$ für die $1/2[530] \rightarrow 1/2[400] + 1/2[660]$ Interband Übergänge in Einheiten von $eb^{3/2}$

$\langle I_f K_f^\pi = 1/2^+ E3 I_i K_i^\pi = 1/2^- \rangle \quad 1/2[530] \rightarrow 1/2[400] + 1/2[660]$							
I_i	$I_f = I_i - 3$	$I_f = I_i - 2$	$I_f = I_i - 1$	$I_f = I_i$	$I_f = I_i + 1$	$I_f = I_i + 2$	$I_f = I_i + 3$
1/2						0.29_{-78}^{+38}	-0.57_{-45}^{+25}
3/2				-0.58_{-14}^{+12}	0.34_{-23}^{+10}	0.39_{-16}^{+11}	-0.47_{-13}^{+11}
5/2		0.29_{-72}^{+20}	-0.34_{-39}^{+42}	-0.16_{-19}^{+135}	0.50_{-33}^{+176}	0.09_{-69}^{+41}	-0.87_{-18}^{+19}
7/2	0.57_{-32}^{+13}	0.39_{-47}^{+33}	-0.50_{-36}^{+93}	-0.39_{-173}^{+37}	0.51_{-132}^{+29}	0.34_{-42}^{+49}	-0.616_{-480}^{+31}
9/2	0.47_{-80}^{+27}	0.09_{-77}^{+43}	-0.51_{-55}^{+288}	-0.1_{-14}^{+11}	0.66_{-93}^{+215}	0.0_{-25}^{+16}	-1.06_{-47}^{+23}
11/2	0.87_{-27}^{+17}	0.3_{-26}^{+11}	-0.66_{-149}^{+53}	-0.4_{-24}^{+10}	0.62_{-118}^{+73}	0.33_{-67}^{+145}	-0.73_{-103}^{+33}
13/2	0.62_{-173}^{+33}	0.02_{-91}^{+134}	-0.6_{-13}^{+18}	0.0_{-55}^{+18}	0.8_{-23}^{+19}	-0.0_{-56}^{+32}	-1.22_{-67}^{+34}
15/2	1.06_{-21}^{+40}	0.3_{-29}^{+34}	-0.78_{-217}^{+92}	-0.4_{-26}^{+62}	0.72_{-150}^{+97}	0.3_{-16}^{+33}	-0.82_{-93}^{+33}
17/2	0.73_{-221}^{+68}	-0.0_{-27}^{+41}	-0.7_{-14}^{+21}	0.1_{-69}^{+107}	0.88_{-80}^{+137}	-0_{-16}^{+11}	
19/2	1.22_{-37}^{+101}	0.3_{-52}^{+152}	-0.9_{-22}^{+23}	-0.4_{-35}^{+18}	0.8_{-40}^{+25}		
21/2	0.8_{-23}^{+34}	-0_{-23}^{+11}	-0.8_{-11}^{+17}	0.1_{-85}^{+110}			
23/2	1.4_{-13}^{+20}	0.3_{-64}^{+49}	-1.0_{-15}^{+32}				
25/2	1.5_{-21}^{+23}	-0_{-22}^{+22}					
27/2	2.5_{-74}^{+30}						

Tabelle A.8: Experimentelle reduzierte E4 Matrix Elemente $\langle I_f || M(E4) || I_i \rangle$ für die $1/2[530]$ Inband Übergänge in Einheiten von eb^2

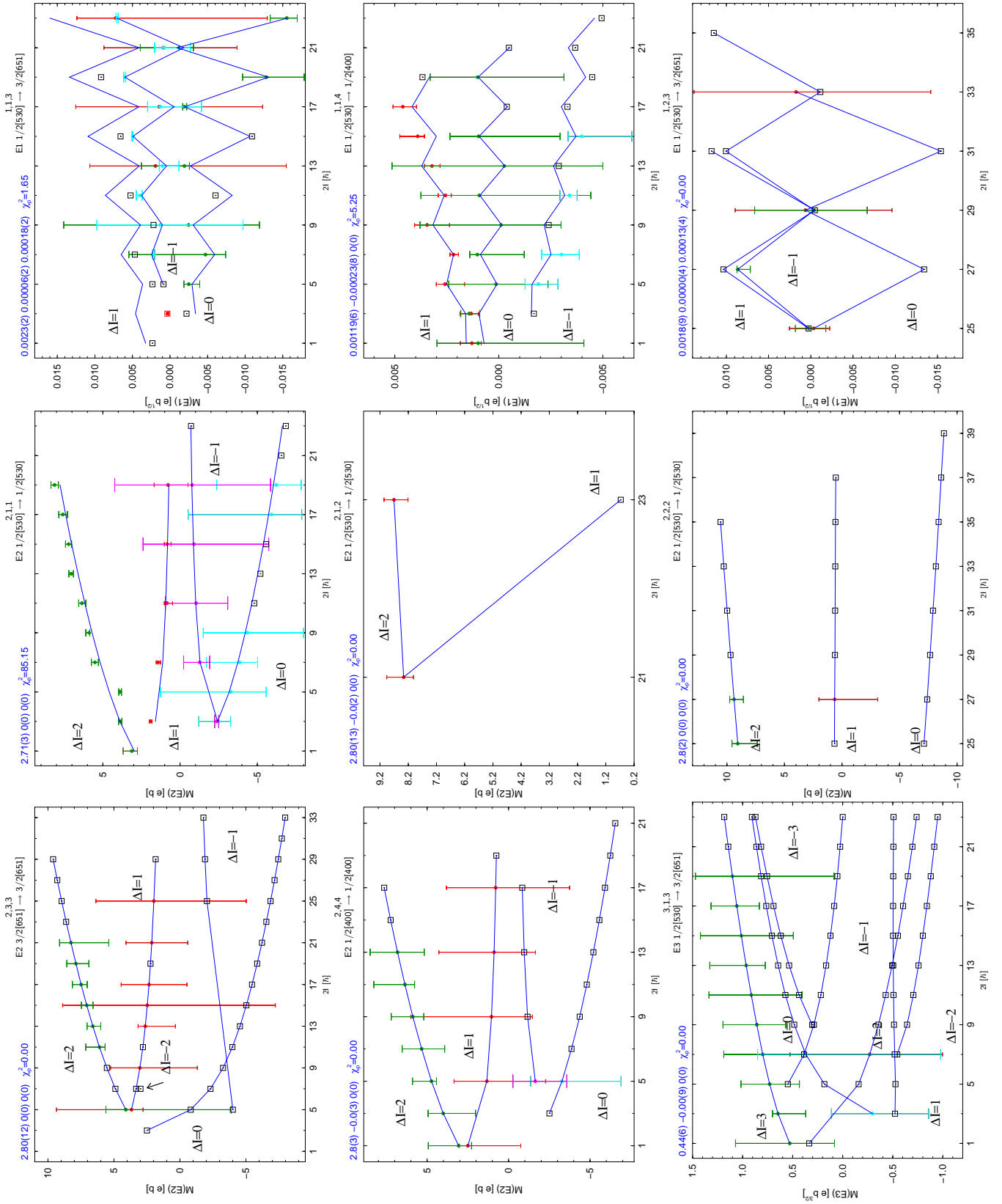
$\langle I_f E4 I_i \rangle \quad 1/2[530]$					
I_i	$I_f = I_i - 4$	$I_f = I_i - 3$	$I_f = I_i - 2$	$I_f = I_i - 1$	$I_f = I_i$
5/2				-1.7_{-14}^{+17}	1_{-14}^{+12}
7/2		1.5_{-65}^{+54}	-1.3_{-24}^{+34}	-1.2_{-45}^{+59}	2_{-38}^{+28}
9/2	1.72_{-146}^{+92}	1.04_{-87}^{+67}	-1.7_{-36}^{+30}	-1.0_{-11}^{+11}	2_{-34}^{+34}
11/2	2.2_{-18}^{+14}	0.9_{-33}^{+35}	-1.9_{-24}^{+21}	-1_{-11}^{+14}	2_{-20}^{+31}
13/2	2.55_{-133}^{+95}	0.8_{-53}^{+29}	-2.2_{-30}^{+30}	-0.8_{-21}^{+23}	2_{-42}^{+32}
15/2	2.85_{-84}^{+99}	0.7_{-55}^{+60}	-2.3_{-22}^{+24}	-1_{-18}^{+17}	2_{-33}^{+23}
17/2	3.1_{-26}^{+24}	0.6_{-77}^{+76}	-2.5_{-40}^{+32}	-0.7_{-36}^{+42}	3_{-39}^{+22}
19/2	3.3_{-11}^{+13}	0.6_{-51}^{+58}	-2.7_{-15}^{+13}	-1_{-22}^{+24}	3_{-39}^{+16}
21/2	3.6_{-39}^{+33}	1_{-19}^{+19}	-2.8_{-49}^{+45}	-0.6_{-65}^{+86}	3_{-43}^{+30}
23/2	3.8_{-15}^{+12}	0.5_{-57}^{+67}	-3.0_{-36}^{+26}	-1_{-33}^{+45}	4_{-39}^{+14}
25/2	4.0_{-31}^{+53}	1_{-33}^{+24}	-3.1_{-78}^{+46}	-1_{-15}^{+11}	3_{-47}^{+27}
27/2	4.1_{-70}^{+19}	0_{-39}^{+17}	-3.3_{-33}^{+92}	-1_{-40}^{+39}	3_{-25}^{+40}
29/2	4.3_{-241}^{+49}	0_{-40}^{+29}	-3.4_{-41}^{+248}	-1_{-22}^{+41}	3_{-26}^{+40}
31/2	4.5_{-58}^{+74}	0_{-43}^{+40}	-3.5_{-87}^{+101}	-0_{-41}^{+40}	3_{-39}^{+38}
33/2	5_{-12}^{+39}	0_{-39}^{+41}	-4_{-40}^{+33}	-0_{-43}^{+40}	4_{-48}^{+37}
35/2	5_{-13}^{+24}	0_{-40}^{+40}	-4_{-33}^{+38}	-0_{-40}^{+41}	4_{-44}^{+37}
37/2	6_{-48}^{+36}	0_{-41}^{+40}	-4_{-33}^{+46}	-0_{-40}^{+43}	4_{-47}^{+40}
39/2	5_{-42}^{+39}	0_{-41}^{+40}	-5_{-37}^{+43}	-0_{-42}^{+41}	4_{-44}^{+37}

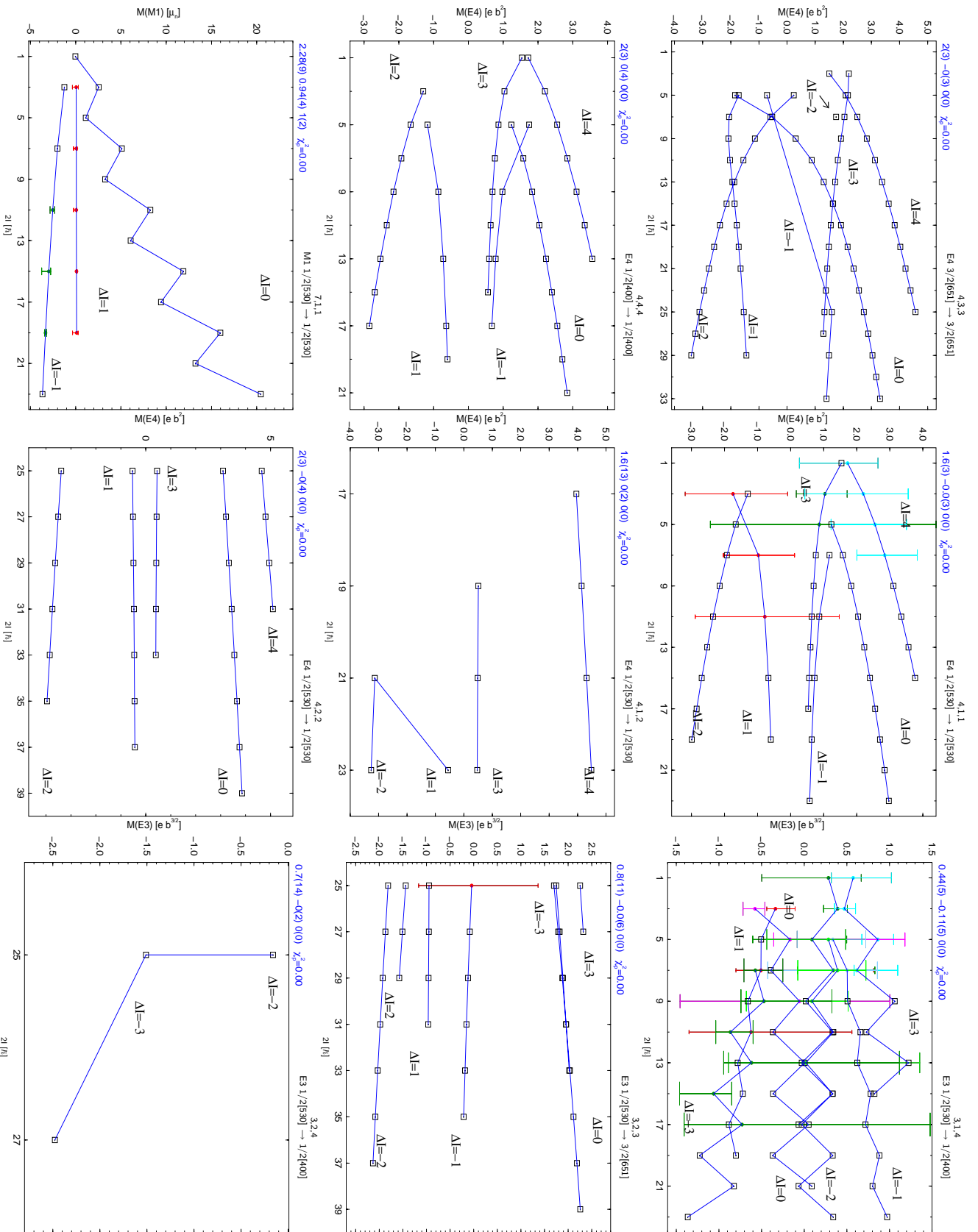
Tabelle A.9: Experimentelle reduzierte E4 Matrix Elemente $\langle I_f || M(E4) || I_i \rangle$ für die $3/2[651]$ Inband Übergänge in Einheiten von eb^2

$\langle I_f E4 I_i \rangle \quad 3/2[651]$					
I_i	$I_f = I_i - 4$	$I_f = I_i - 3$	$I_f = I_i - 2$	$I_f = I_i - 1$	$I_f = I_i$
5/2				1_{-39}^{+40}	-2_{-39}^{+40}
7/2			2_{-38}^{+39}	-2_{-41}^{+45}	-1_{-40}^{+40}
9/2		2_{-27}^{+41}	0_{-42}^{+40}	-2_{-40}^{+36}	0_{-40}^{+41}
11/2	2_{-40}^{+40}	2_{-43}^{+39}	-1_{-40}^{+20}	-2_{-33}^{+17}	1_{-41}^{+40}
13/2	2_{-13}^{+25}	2_{-43}^{+38}	-1_{-39}^{+20}	-2_{-40}^{+42}	1_{-41}^{+40}
15/2	3_{-14}^{+41}	2_{-45}^{+38}	-2_{-35}^{+14}	-2_{-27}^{+15}	2_{-41}^{+39}
17/2	3_{-23}^{+37}	2_{-37}^{+37}	-1.9_{-384}^{+98}	-2_{-39}^{+41}	2_{-42}^{+39}
19/2	3_{-21}^{+33}	2_{-42}^{+39}	-2.1_{-275}^{+91}	-2_{-24}^{+38}	2_{-42}^{+38}
21/2	3_{-27}^{+35}	2_{-38}^{+39}	-2.4_{-200}^{+88}	-2_{-41}^{+41}	2_{-43}^{+42}
23/2	4_{-44}^{+36}	2_{-46}^{+39}	-2.6_{-219}^{+87}	-2_{-38}^{+33}	3_{-42}^{+40}
25/2	4_{-38}^{+36}	1_{-46}^{+32}	-2.8_{-55}^{+220}	-2_{-43}^{+41}	3_{-42}^{+42}
27/2	4_{-18}^{+35}	1_{-41}^{+43}	-4_{-37}^{+26}	-2_{-43}^{+40}	3_{-47}^{+38}
29/2	4_{-35}^{+33}	1_{-40}^{+39}	-3_{-41}^{+30}	-1_{-39}^{+42}	3_{-47}^{+36}
31/2	4_{-46}^{+30}	1_{-45}^{+39}	-3_{-38}^{+29}	-1_{-43}^{+38}	3_{-48}^{+38}
33/2	5_{-48}^{+35}	1_{-42}^{+39}	-3_{-29}^{+47}	-1_{-43}^{+42}	3_{-43}^{+40}

Tabelle A.10: Experimentelle reduzierte E4 Matrix Elemente $\langle I_f || M(E4) || I_i \rangle$ für die $1/2[400]+1/2[660]$ Inband Übergänge in Einheiten von eb^2

$\langle I_f E4 I_i \rangle \quad 1/2[400]+1/2[660]$					
I_i	$I_f = I_i - 4$	$I_f = I_i - 3$	$I_f = I_i - 2$	$I_f = I_i - 1$	$I_f = I_i$
5/2				-1.7_{-107}^{+80}	1_{-38}^{+16}
7/2		2_{-40}^{+25}	-1_{-15}^{+14}	-1.2_{-65}^{+278}	2_{-40}^{+38}
9/2	1.7_{-79}^{+124}	1_{-11}^{+20}	-1.7_{-373}^{+67}	-2_{-30}^{+32}	2_{-37}^{+41}
11/2	2_{-18}^{+18}	1_{-27}^{+25}	-2_{-11}^{+22}	-1_{-12}^{+14}	2_{-41}^{+37}
13/2	3_{-18}^{+24}	0.8_{-76}^{+397}	-2.2_{-212}^{+43}	-1_{-41}^{+40}	2_{-43}^{+37}
15/2	3_{-30}^{+18}	1_{-26}^{+25}	-2.3_{-377}^{+77}	-1_{-39}^{+13}	2_{-46}^{+27}
17/2	3_{-38}^{+20}	1_{-20}^{+40}	-2.5_{-178}^{+80}	-1_{-37}^{+43}	3_{-46}^{+32}
19/2	3_{-22}^{+11}	1_{-40}^{+31}	-2.7_{-248}^{+75}	-1_{-42}^{+37}	3_{-41}^{+28}
21/2	4_{-39}^{+37}	1_{-38}^{+43}	-3_{-32}^{+13}	-1_{-39}^{+41}	3_{-43}^{+37}





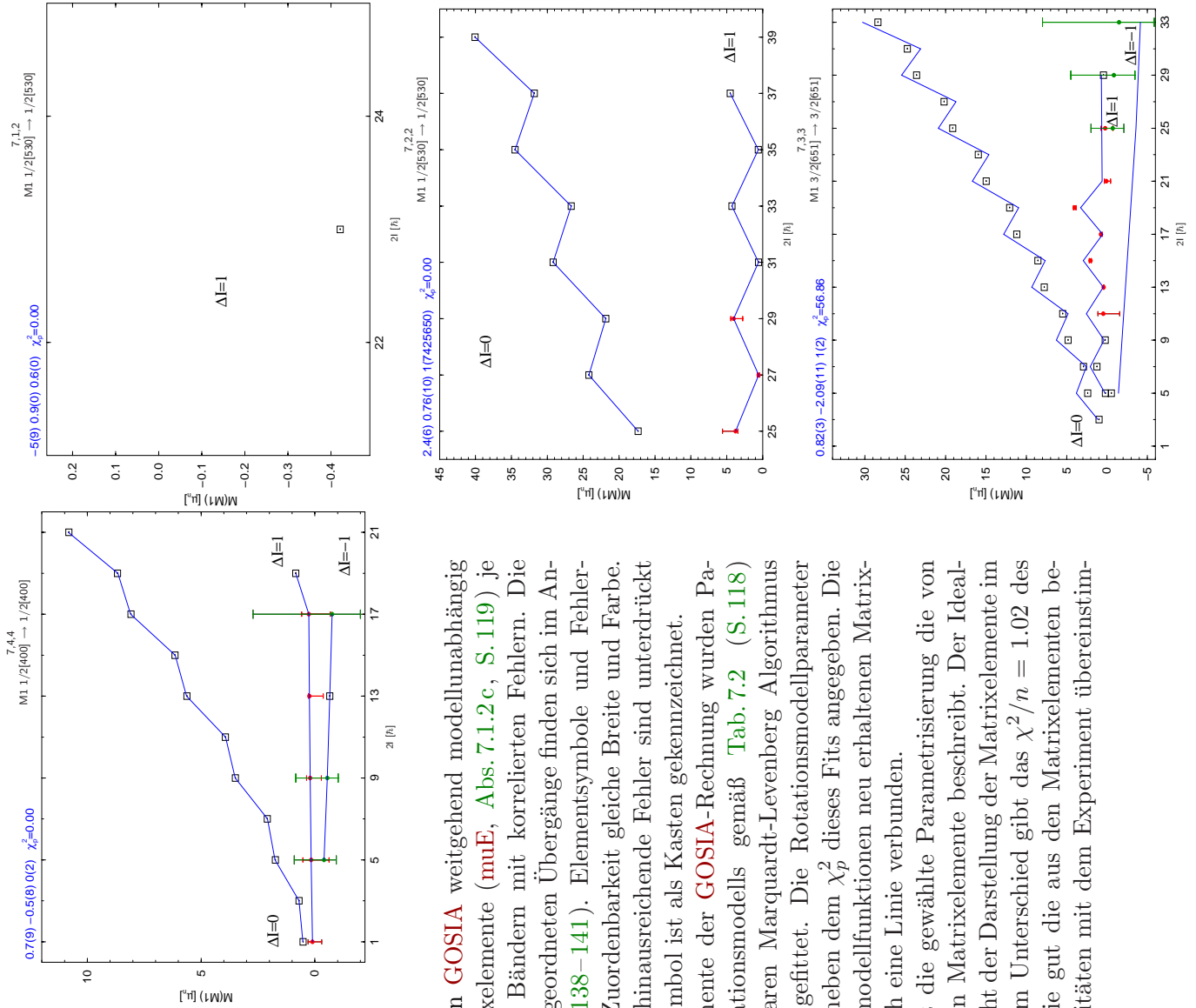


Abbildung A.1: Darstellung der von **GOSIA** weitgehend modellunabhängig berechneten Matrixelemente (**muE**, **Abs. 7.1.2 c**, **S. 119**) je Übergangsart und Bändern mit korrelierten Fehlern. Die den Zweigen ΔI zugeordneten Übergänge finden sich im Anhang **Tab. A.1** (S. 138–141). Elementsymbole und Fehlerbalken haben zur Zuordenbarkeit gleiche Breite und Farbe. Über den Bereich hinausreichende Fehler sind unterdrückt und das Elementsymbol ist als Kasten gekennzeichnet. An die Matrixelemente der **GOSIA**-Rechnung wurden Parameter des Rotationsmodells gemäß **Tab. 7.2** (**S. 118**) mit dem nichtlinearen Marquardt-Levenberg Algorithmus [**Lev:44**, **Mar:63**] gefittet. Die Rotationsmodellparameter mit Fitfehler sind neben dem χ_p^2 dieses Fits angegeben. Die aus den Rotationsmodellfunktionen neu erhaltenen Matrixelemente sind durch eine Linie verbunden. χ_p^2 gib an, wie gut die gewählte Parametrisierung die von **GOSIA** berechneten Matrixelemente beschreibt. Der Idealfall $\chi_p^2 = 0$ entspricht der Darstellung der Matrixelemente im Rotationsmodell. Im Unterschied gibt das $\chi^2/n = 1.02$ des **GOSIA**-Fits an, wie gut die aus den Matrixelementen berechneten γ -Intensitäten mit dem Experiment übereinstimmen.

B. $\gamma\gamma$ -Teilchen Koinzidenzspektren nach Gate

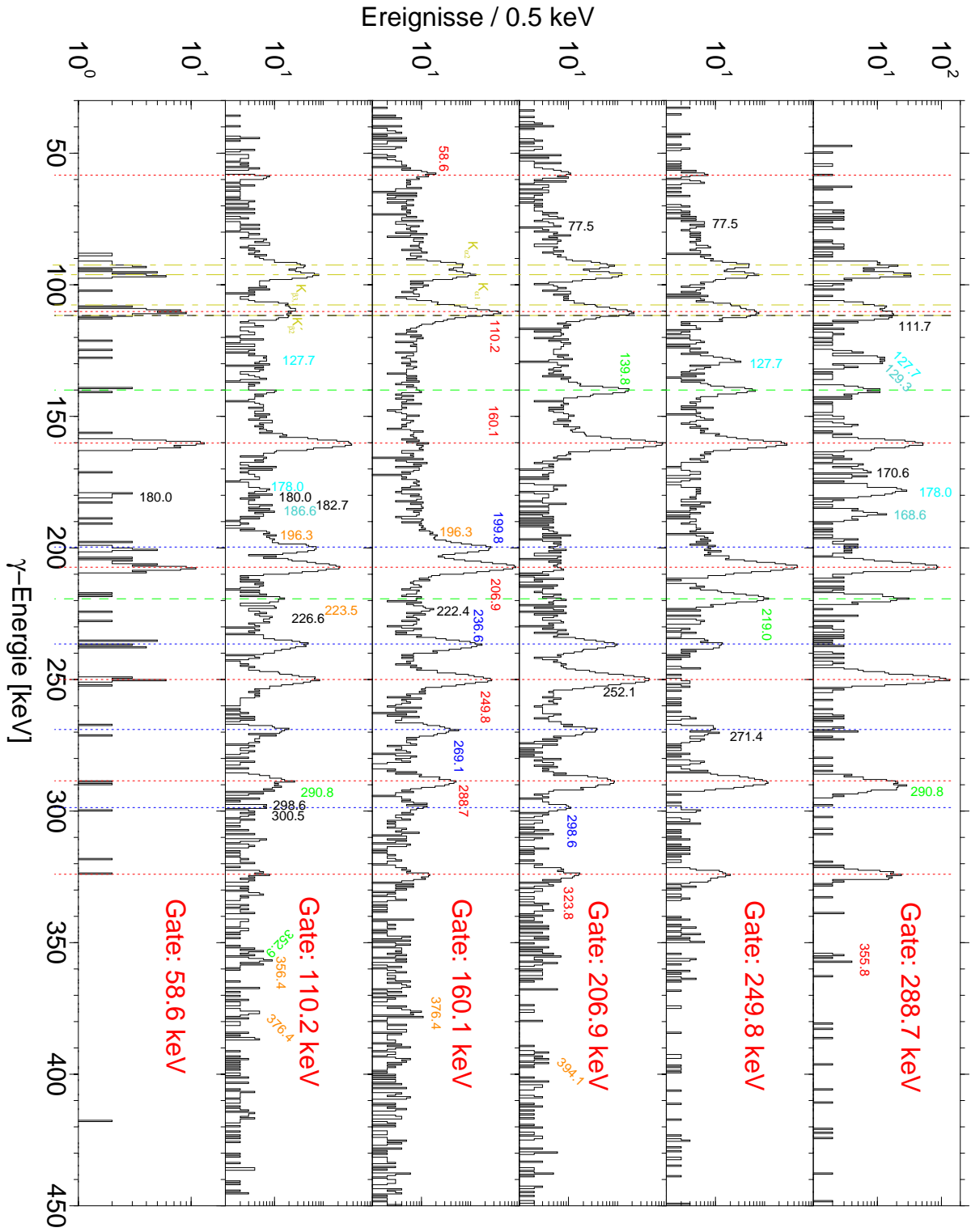


Abbildung B.1: Gates kleiner als 290 keV auf Übergänge zwischen Niveaus positiver Signatur im g.s.-Band

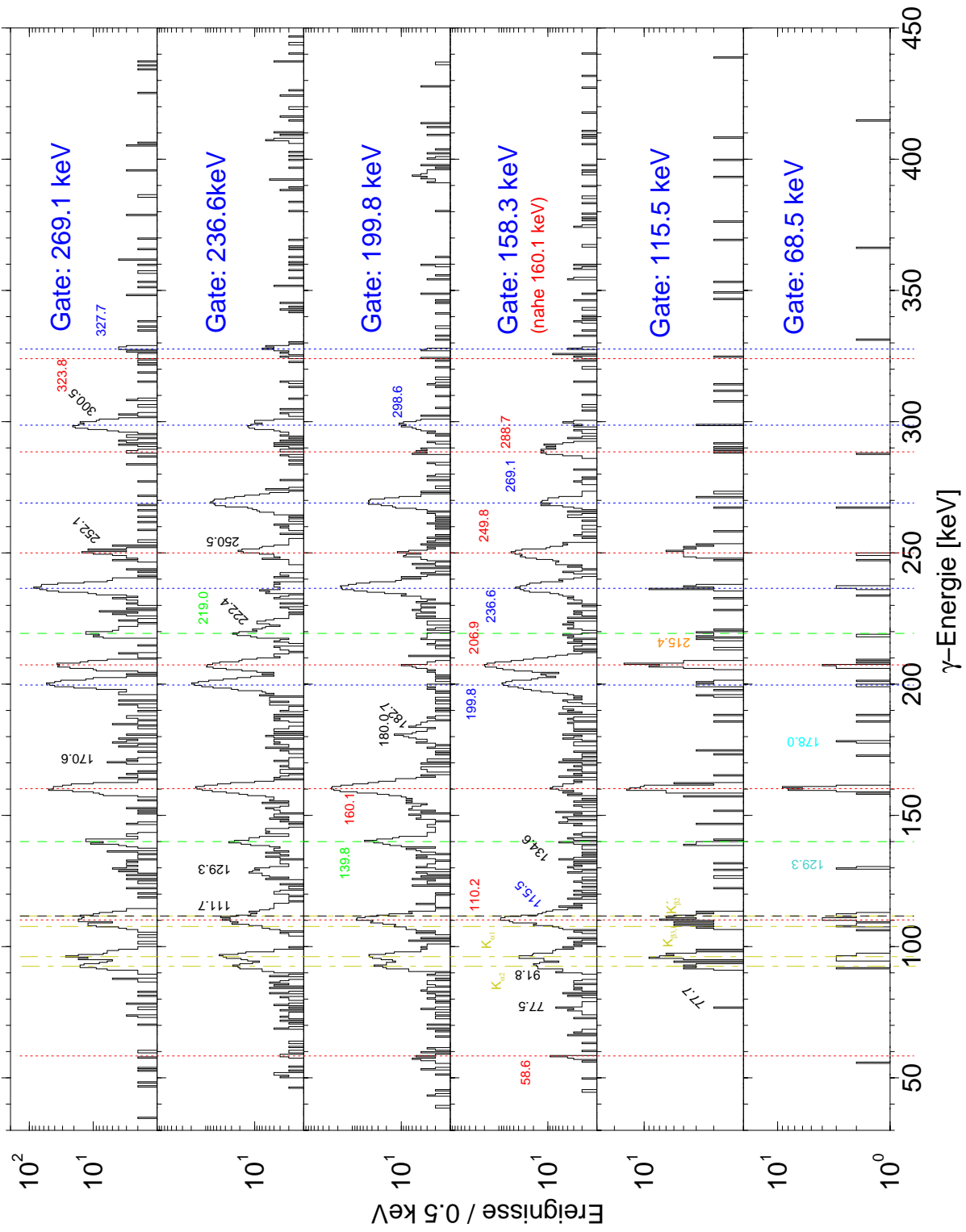


Abbildung B.2: Gates kleiner als 290 keV auf Übergänge zwischen Niveaus negativer Signatur im g.s.-Band

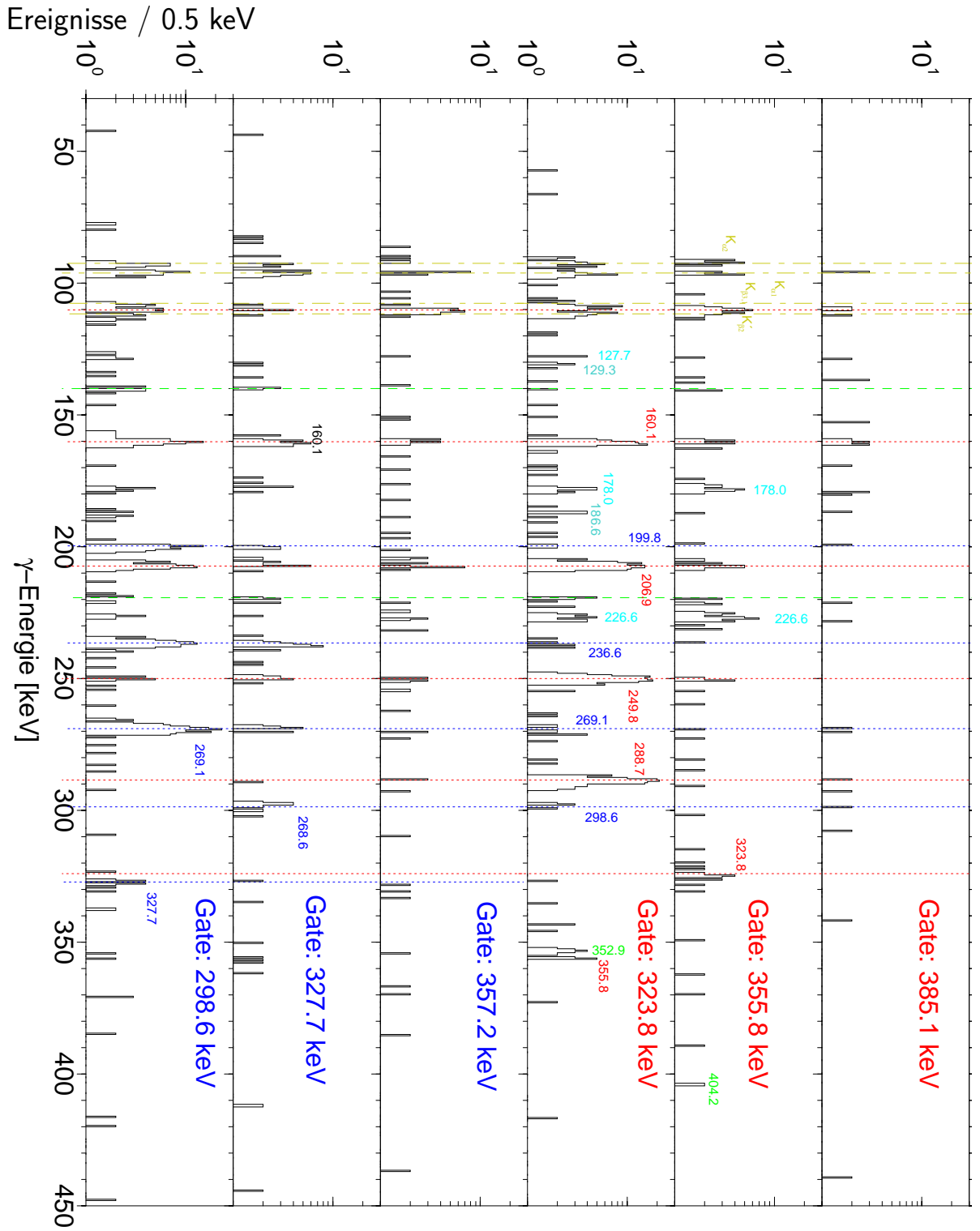


Abbildung B.3: Gates größer als 290 keV auf Übergänge zwischen Niveaus je einer Signatur im g.s.-Band

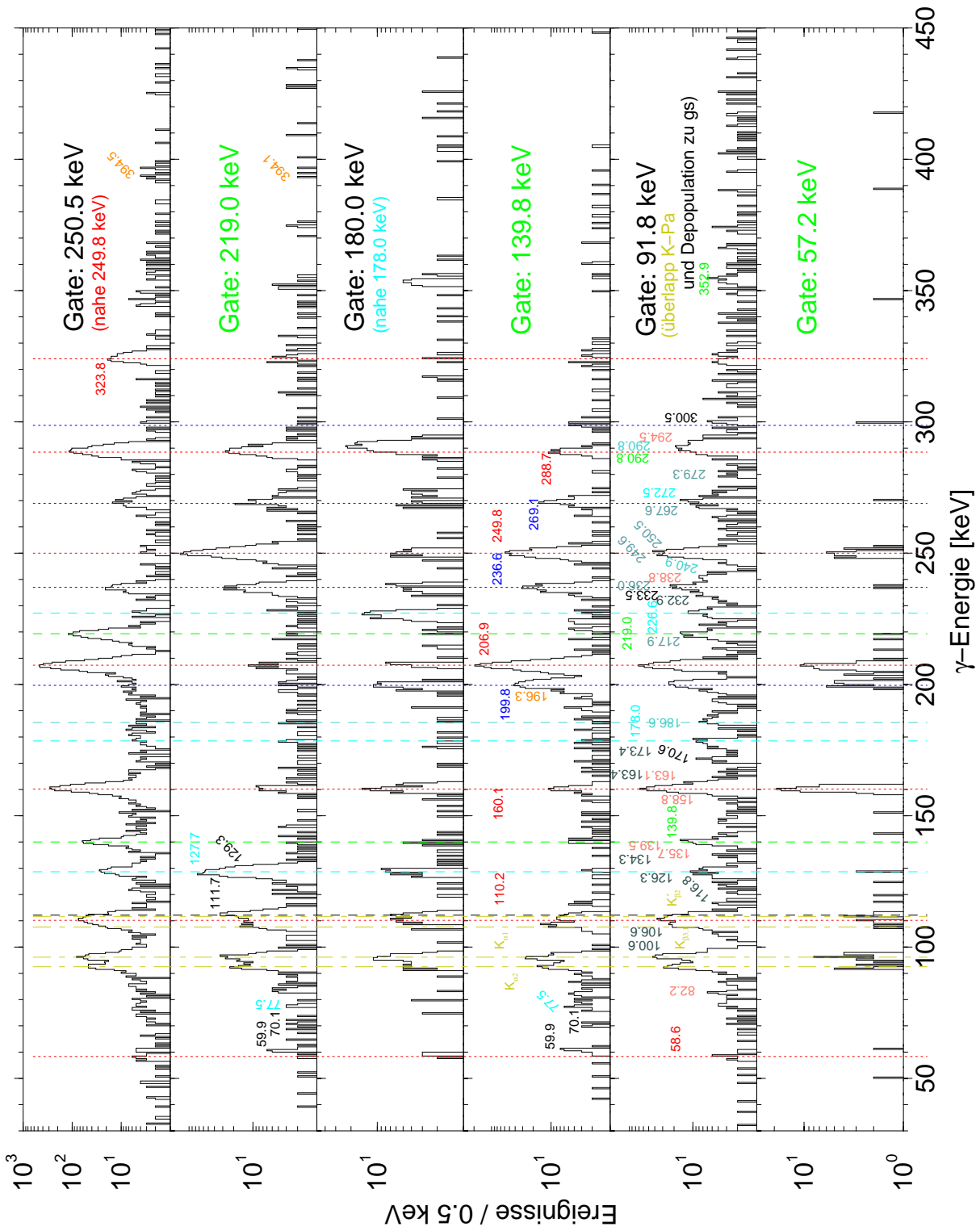


Abbildung B.4: Gates kleiner als 290 keV auf A 1/2[530] zu B 3/2[651] Interbandübergänge

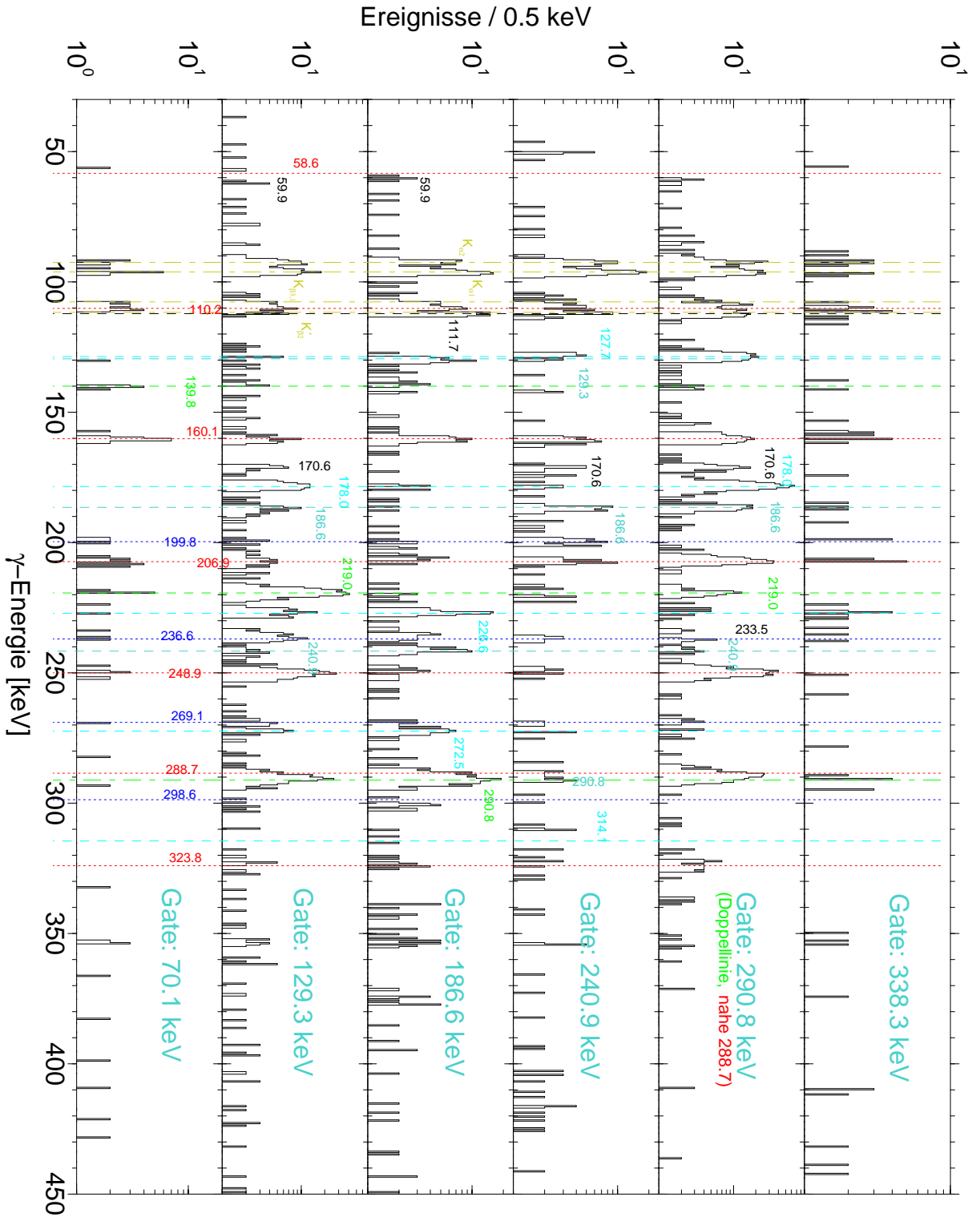


Abbildung B.7: Gates auf Übergänge zwischen Niveaus positiver Signatur im B 3/2[651] Band

D. Entwicklung der Multipolmomente

Der folgende Programmtext für Maple [Wat:00] stellt die Funktion $qlambda(\lambda)$ bereit. Sie berechnet die Momente Q_λ in der Ordnung λ in Abhängigkeit der Deformationsparameter β_λ in der Taylorentwicklung der Ordnung $ordn$. In den Gl. 6.8 – 6.12 (S. 96) sind die Ergebnisse einer Rechnung bis Q_6 und $ordn := 3$ wiedergegeben. Eine einfache Modifikation¹ des Programms führt die Rechnung symbolisch aus.

```

readlib(mttaylor);          # read taylor expansion library
ordn:=3;                    # order of taylor expansion

# Legendre polynomials p, spherical harmonics y

p:= proc (l,m)
(-1)**m/2**1/factorial(1)*(1-x**2)**(m/2)*diff((x^2-1)**1,(x)$trunc(m+1));
end;

y:= proc (l,m)
sqrt((2*1+1)/4/Pi*factorial(1-m)/factorial(1+m))*p(l,m)*exp(i*m*phi);
end;

# normalize charge to z, calculate moments q

z:= proc ()
2*Pi/3*R[0]**3*(int (sin (theta)*
mtaylor((1+subs(x=cos(theta),sum(beta[n]*y(n,0),n=2..lambda))**3,params,ordn)),
theta=0..Pi));
end;

q:= proc (l)
mtaylor(2*Pi/(1+3)*R[0]**(1+3)*(int
(sin (theta)*mtaylor((1+subs(x=cos(theta),sum(beta[n]*y(n,0),n=2..lambda))**
(1+3),params,3)*
subs(x=cos(theta),y(1,0)),theta=0..Pi))/z(0),params,ordn);
end;

# taylor expansion of q

qt:= proc (l)
mtaylor(q(l),params,ordn)/mtaylor(q(1),params,2);
end;

# Calculate 1..lambda Q(lambda)

qlambda:= proc (inp) local ii,n; global params,lambda;

lambda:=inp;
params:= [ seq(beta[n],n=2..lambda) ] ;

printf('Q(%a) = ',1);
print (1/(1/3/R[0]*4*Pi));
print (evalf(expand(q(1)/1/3/R[0]*4*Pi)));

for ii from 2 by 1 to lambda do
  printf('Q(%a) = ',ii);
  print (simplify(mttaylor(q(ii),params,2)/beta[ii]));
  print (evalf(expand(qt(ii)*beta[ii])));
od;

end;

# Calculation to order lambda=6

qlambda(6);

```

¹ersetzte evalf durch eval

Abbildungsverzeichnis

1.1	Darstellung einer Drehung von elliptisch- und oktapoldeformierten Kernformen	10
1.2	Energie der Zustände eines oktapoldeformierten Bandes mit $K = 1/2$	11
1.3	$\beta_2, \beta_3, \beta_4$ und β_6 Deformationen nach [MNMS:95] mit Lage von ^{231}Pa	14
2.1	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{231}\text{Pa} (22 \text{ MeV } p, t)^{229}\text{Pa}$	16
2.2	Streukammer und Detektoranordnung des $^{231}\text{Pa} (22 \text{ MeV } p, t)^{229}\text{Pa}$ Experimentes	17
2.3	Restenergie gegen Energieverlust	18
2.4	Vergleich von γ -Strahlung der Reaktion $^{231}\text{Pa} (p, x\gamma)$ in Koinzidenz mit $x=p, d, t$	20
2.5	Modellrechnung der Röntgenkonversion im Vergleich zur E1 Übergangsintensität	21
2.6	Niveauschema von ^{229}Pa mit Bevölkerung durch $^{231}\text{Pa}(p, t)$ nach [Lös:93]	23
2.7	Bild des NORDBALLs am NBITAL	27
2.8	Coulex ^{231}Pa (145 MeV ^{32}S) mit der „Münchener“ 5 Detektor Anordnung	33
3.1	Untergrundreduktion durch Koinzidenzen auf das rückgestreute Projektil	38
3.2	Dopplerkorrektur durch Teilchenkoinzidenzen auf das rückgestreute Projektil	38
3.3	Schematisches Bild des japanischen Si-Detektors	39
3.4	Reduktion des natürlichen γ -Untergrundes mit Monte-Carlo Simulation	40
3.5	Untergrund aus der Pa-Zerfallsreihe im Vergleich mit $^{231}\text{Pa}(260 \text{ MeV } ^{58}\text{Ni})$	41
3.6	Bild der auswechselbaren PIN-Diodeneinheit auf einer Leiterplatte	42
3.7	Austausch von PIN-Dioden am Detektorsystem	44
3.8	Dopplerauflösung einer PIN-Diode	46
3.9	Segmente des Mosaikdetektors	47
3.10	Schematisches Bild des PIN-Dioden-Detektors	48
3.11	Detektorsystem in Ausführung mit PIN-Dioden und mit Mosaikdetektor	49
3.12	Schematisches Bild des Mosaikdetektors im PIN-Dioden-Detektor	50
3.13	Targetkammer aus der Sicht zweier Germaniumdetektoren	51
3.14	Miniatur Spezialstecker zur Kabeldurchführung	53
3.15	Kammerabschirmung	53
3.16	Prinzipschaltbild des Multiplexers	56
4.1	Spektren, Gate auf g.s.-Band A 1/2[530], sowie B 3/2[651] Seitenbandübergänge	62
4.2	Kontrolle der Fit-Qualität	64
4.3	Beispiel zur Kontrolle der Teilläufe eines Experimentes	65

4.4	Beispielsitzung mit XESCALATOR	68
5.1	Teilchen- γ -Summenspektrum von ^{231}Pa (260 MeV ^{58}Ni) Coulex	72
5.2	Die Yrast zustände und andere experimentelle Energien in ^{231}Pa	73
5.3	Energiedifferenzen zwischen experimentell bestimmten Niveaus in ^{231}Pa	74
5.4	Niveauschema & Übergänge A 1/2[530], B 3/2[651], F 1/2[400]+1/2[660] Bänder	75
5.5	Seitenbänder C 5/2[652], D 5/2[523], E 3/2[532] und G 3/2[521]	78
5.6	Energiedifferenz exp. g.s.-Niveaus zum Rotationsmodell mit 5 Parametern	81
5.7	Theoretische Bänder in ^{231}Pa	82
5.8	Differenz exp. zu g.s.-Energien im Rotationsmodell mit 7 Parametern	83
5.9	Bestimmung der Paritätsaufspaltung in ^{231}Pa	86
6.1	E1, E2, M1 Konversionskoeffizienten	92
6.2	Einfluss von Parametern auf die GOSIA -Modellrechnung (graphische Analyse)	101
6.3	Beispiel für die Probleme der Fehlerbestimmung bei der Minimierung in Modellen	104
6.4	Rotationsinvarianten Q der Bänder A 1/2[530], B 3/2[651] & F 1/2[400]+1/2[660]	107
7.1	GOSIA -Rechnung im Rotationsmodell zur Fehleranalyse	112
7.2	Modellabhängig erweiterte GOSIA -Rechnung, Matrixelemente mit Fehler	117
7.3	Fit des Rotationsmodells an das QPMC im Vergleich mit der QPMC -Rechnung	127
7.4	GOSIA -Fit im Rotationsmodell im Vergleich zur QPMC -Rechnung	129
7.5	Modellunabhängiger GOSIA -Fit im Vergleich zur QPMC -Rechnung	129
7.6	Vergleich der Bandenbeginne in ^{229}Pa , ^{231}Pa und ^{233}Pa	130
7.7	Verlauf der Verhältnisse von Rotationsfrequenzen in ^{229}Pa und ^{231}Pa	134
7.8	Dynamisches Trägheitsmoment von ^{231}Pa u. ^{229}Pa in Abhängigkeit der Frequenz ω	134
7.9	Ausgerichteter Drehimpuls von ^{231}Pa u. ^{229}Pa in Abhängigkeit der Frequenz ω	135
A.1	Modellunabhängige GOSIA -Rechnung, Matrixelemente mit Fehler	153
B.1	Gates kleiner als 290 keV auf g.s.-Inbandübergänge positiver Signatur	154
B.2	Gates kleiner als 290 keV auf g.s.-Inbandübergänge negativer Signatur	155
B.3	Gates größer als 290 keV auf g.s.-Inbandübergänge innerhalb einer Signatur	156
B.4	Gates kleiner als 290 keV auf A 1/2[530] zu B 3/2[651] Interbandübergänge	157
B.5	Gates größer als 290 keV auf A 1/2[530] zu B 3/2[651] Interbandübergänge	158
B.6	Gates auf B 3/2[651] Inbandübergänge negativer Signatur	159
B.7	Gates auf B 3/2[651] Inbandübergänge positiver Signatur	160
C.1	Schaltbild des Multiplexers	161

Tabellenverzeichnis

1.1	Oktupolkorrelationen als Komponentenanteile der Wellenfunktionen	13
2.1	Wichtige Vieldetektorsysteme und Koinzidenzdetektoren	26
2.2	Winkel der 20 Compton-unterdrückten Germaniumdetektoren im NORDBALL	26
2.3	Ergänzung zu den Linien der Coulombanregung von ^{231}Pa mit 145 MeV ^{32}S	34
2.4	Zusammenfassung der ^{231}Pa Experimente am NBITAL	35
2.5	Zusammenfassung der Nutzung des neuen Detektorsystems	36
3.1	Ortskoordinaten der PIN-Dioden im Detektor	43
3.2	Ortskoordinaten der Segmente im Mosaikdetektor	47
3.3	Steckerbelegung der Ein- und Ausgangssignale des Multiplexers	54
3.4	Technische Daten des Multiplexers	55
5.1	Energien & relative Intensitäten der γ -Übergänge nach Coulex mit 260 MeV ^{58}Ni	69
5.2	Winkelverteilung beim Übergang zwischen den Bändern 1/2[530] und 3/2[651]	76
6.1	Verwendete Modellparameter zur Minimierung mit GOSIA	98
6.2	Deformationsparameter nach dem FRDM [MNMS:95]	99
7.1	Vorzeichenuntersuchung der Matrixelemente mit GOSIA	110
7.2	Erweiterte Modellrechnung mit GOSIA , anschließend Fit im Rotationsmodell.	118
7.3	Auswahl exp. $\langle I_f M(X\lambda) I_i \rangle$ in modellunabhängiger GOSIA -Rechnung	120
7.4	Energieniveaus mit Corioliskopplung	123
7.5	Bester Fit der Modellparameter des Rotationsmodells an das QPMC	127
7.6	A-ungerade Kerne im Vergleich mit ^{231}Pa	130
7.7	$ D_0 $ Übergangsstärken der Region Fr-Pa ungerader Masse.	131
7.8	Experimentelle magnetische Eigenschaften in Paritätspartnerbändern	132
A.1	Matrixelementen der GOSIA -Rechnung zugeordnete Übergänge	138
A.2	$\langle I_f M(E2, M1) I_i \rangle$ für 1/2[530] Inband Übergänge	142
A.3	$\langle I_f M(E2, M1) I_i \rangle$ für 3/2[651] Inband Übergänge	143
A.4	$\langle I_f M(E2, M1) I_i \rangle$ für 1/2[400]+1/2[660] Inband Übergänge	144
A.6	$\langle I_f K_f M(E3) I_i K_i \rangle$ für 1/2[530]→3/2[651]	145
A.5	$\langle I_f K_f M(E1) I_i K_i \rangle$ für 1/2[530]→3/2[651], 1/2[530]→1/2[400]+1/2[660]	146
A.7	$\langle I_f K_f M(E3) I_i K_i \rangle$ für 1/2[530]→1/2[400]+1/2[660]	147
A.8	$\langle I_f M(E4) I_i \rangle$ für 1/2[530] Inband Übergänge	148
A.9	$\langle I_f M(E4) I_i \rangle$ für 3/2[651] Inband Übergänge	149
A.10	$\langle I_f M(E4) I_i \rangle$ für 1/2[400]+1/2[660] Inband Übergänge	150

Literaturverzeichnis

- [AAB:97] S. 26
M. Aiche, M.M. Aléonard, G. Barreau, F. Bourgine, A. Brondi, D. Cabaussel-Sellam, D. Curien, J.F. Chemin, J.P. Goudour, M. Harston, G. La Rana, R. Moro, J.N. Scheurer u. E. Vardaci. First results with DIAMANT and EUROGAM. *Z. Phys. A*, 358:175–176, 1997.
- [AB:93] S. 12,15
I. Ahmad u. P.A. Butler. Octupole Shapes in Nuclei. *Ann. Rev. Nuc. Part. Sci.*,43:71–116, 1993.
- [ABBW:97] S. 22
G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot u. A.H. Wapstra. The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties. *Nuc. Phys. A*, 624(1):1–124, 1997.
- [ABCD:91] S. 136
R.D. Amado, R. Bijker, F. Cannata u. J.P. Dedonder. Supersymmetric Quantum Mechanics and Superdeformed Nuclei. *Phys. Rev. Lett.*,67(20):2777–2779, 1991.
- [ABE:93] S. 131
B. Ackermann, H. Baltzer, C. Ensel, K. Freitag, V. Grafen, C. Günther, P. Herzog, J. Manns, M. Marten-Tölle, U. Müller, J. Prinz, I. Romanski, R. Tölle, J. deBoer, N. Gollwitzer u. H.J. Maier. Collective E1 transitions in even-A Ra, Th, and U nuclei . *Nuc. Phys. A*, 559(1):61–82, 1993.
- [ABH:56] S. 12
K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson u. A. Winther. Study of Nuclear Structure by Electromagnetic Excitation with Accelerated Ions. *Rev. Mod. Phys.*,28(4):432–542, 1956.
- [AC:97] S. 135
A. Artna-Cohen. ^{228}Th . In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 80,S. 723–786. NNDC(BNL), program ENSDAT, 1997.
- [ACGF:84] S. 24
I. Ahmad, R.R. Chasman, J.E. Grindler u. A.M. Friedman. Enhanced E1 transition rates and octupole deformation in ^{225}Ac . *Phys. Rev. Lett.*,52(7):503–506, 1984.

- [AGB:82] S. 15
I. Ahmad, J.E. Grindler, R.R. Betts, R.R. Chasman u. A.M. Friedman. Possible Ground-State Octupole Deformation in ^{229}Pa . *Phys. Rev. Lett.*, 49(24):1758–1761, 1982.
- [AGF:87] S. 24
I. Ahmad, J.E. Grindler, A.M. Friedman, R.R. Chasman u. T. ISHII. Level Structure of ^{225}Ac . *Nuc. Phys. A*, 472:285–294, 1987.
- [Ako:90a] S. 24
Y.A. Akovali. ^{225}Ac . In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 60, S. 617. NNDC(BNL), program ENSDAT, 1990.
- [Ako:90b] S. 24
Y.A. Akovali. ^{225}Ra . In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 60, S. 617. NNDC(BNL), program ENSDAT, 1990.
- [Ako:90c] S. 130
Y.A. Akovali. ^{233}Pa . In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 59, S. 263. NNDC(BNL), program ENSDAT, 1990.
- [Ako:92] S. 28
Y.A. Akovali. ^{243}Am . In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 66, S. 897. NNDC(BNL), program ENSDAT, 1992.
- [Ako:93a] S. 135
Y.A. Akovali. ^{230}Th . In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 69, S. 155–208. NNDC(BNL), program ENSDAT, 1993.
- [Ako:93b] S. 135
Y.A. Akovali. ^{230}U . In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 69, S. 155–208. NNDC(BNL), program ENSDAT, 1993.
- [Ale:02] S. 94, 108, 122
P. Alexa. private Mitteilung, 1998–2002.
- [AS:97] S. 45
Integrated Detector & Electronics AS. private Mitteilung an A. Kordyasz, 1997. (<http://www.ideas.no>).
- [ASJ:61] S. 100
J.D. Axe, H.J. Stapleton u. C.D. Jefries. Paramagnetic Resonance Hyperfine Structure of Tetravalent Pa^{231} in Cs_2ZrCl_6 . *Phys. Rev.*, 121(6):1630, 1961.
- [AW:75] S. 27, 52, 87, 96, 98, 99, 119
K. Alder u. A. Winther. *Electromagnetic Excitation, Theory of Coulomb Excitation with Heavy Ions*. North-Holland Publ. Comp., Amsterdam-Oxford, New York, 1975.
- [AW:95] S. 22
G. Audi u. A.H. Wapstra. The 1995 update to the atomic mass evaluation. *Nuc. Phys. A*, 595(4):409–480, 1995.

- [Bag:97] S. 28
C.M. Baglin. ^{93}Nb . In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 80, S. 1–156. NNDC(BNL), program ENSDAT, 1997.
- [BBH:87] S. 9
D.M. Brink, B. Buck, R. Huby, M.A. Nagarajan u. N. Rowley. Rotational bands in deformed nuclei. *J. Phys. G*, 13(5):629–649, 1987.
- [BCF:72] S. 21, 22
W. Bambynek, B. Crasemann, R.W. Fink, H.-U. Freud, H. Mark, C.D. Swift, R.E. Price u. P.V. Rao. X-Ray Fluorescence Yields, Auger and Coster-Kronig Transition Probabilities. *Rev. Mod. Phys.*, 44(4):716–813, 1972.
- [BF:79] S. 133, 134, 135
R. Bengtsson u. S. Frauendorf. Quasiparticle spectra near the yrast line. *Nuc. Phys. A*, 327:139–171, 1979.
- [BF:86] S. 22
E. Browne u. R.B. Firestone. *Table of Radioactive Isotopes*. J. Wiley & Sons, 1986.
- [BLS:82] S. 58, 168
H. Brand, R. Lutter, K. Schöffel, B. Stanzel, K. Steinberger, G. Beier, W. Liebl u. H. Ritter. Datenverarbeitung, 5.2.2 “Mlle”. *Jahresbericht MTBL*, S. 136f, 1982.
- [BM:75] S. 10, 11, 13, 79, 84, 96, 97, 125, 126, 133, 168
A. Bohr u. B.R. Mottelson. *Nuclear Structure*, Vol. I, II. World Scientific, 1975.
- [BN:96] S. 12, 86, 131, 132, 134
P.A. Butler u. W. Nazarewicz. Intrinsic reflection asymmetry in atomic nuclei. *Rev. Mod. Phys.*, 68(2):349–421, 1996.
- [BR:71] S. 79
M.E. Bunker u. C.W. Reich. A Survey of Nonrotational States of Deformed Odd-A Nuclei ($150 < A < 190$). *Rev. Mod. Phys.*, 43(3):348–423, 1971.
- [Bre:99] S. 168
P. Brenni. The Van de Graaff Generator, An Electrostatic Machine for the 20th Century. *Bull. of the Scientific Instrument Soc.*, 63:6–13, 1999.
- [Bri:94] S. 30
A.B. Brill. Radon Update (Facts Concerning Environmental Radon). *J. Nuc Med.*, 35(2):368–385, 1994.
- [BS:96] S. 37
C.W. Beausang u. J. Simpson. Large Arrays of Escape-Suppressed Spectrometers for Nuclear Structure Experiments. *J. Phys. G*, 22:527–558, 1996. Topical Review.
- [Bun:01] S. 30
Bundesamt für Strahlenschutz (BfS). *Häufig gestellte Fragen an das BfS, Ionisierende Strahlung*, 2001. http://www.bfs.de/service/faq/a_is.htm [Zustand: März 2001].

- [Cad:94] S. 42,55
CadSoft, Computer GmbH. EAGLE[®], Layout Editor, Schematic Editor, Ripup Router. techn. Bericht, D-84568 Pleiskirchen, 1994. <http://www.CadSoft.DE/> [Zustand: Juli 1998].
- [CCW:83] S. 88
T. Czosnyka, D. Cline u. C.Y. Wu. . *Bull. Am. Phys. Soc.*, 28:745, 1983.
- [CCW:97] S. 98,104,106,111
T. Czosnyka, D. Cline u. C.Y. Wu. *Coulomb Excitation Data Analysis Code GOSIA*. University of Rochester, Heavy Ion Laboratory, Warsaw University, ul. Pastera 5a, 02-093 Warsaw, POLAND, 1997. unveröffentlicht, erhältlich von den Autoren.
- [CFKM:91] S. 54
M. Ciric, J. Friese, H.-J. Körner u. M.R. Maier. A Low Cost Analog Pulse Processing System for Use with Silicon PIN Diodes. *Jahresbericht MTBL*, S.151, 1991.
- [CFKM:92] S. 54
M. Ciric, J. Friese, H.-J. Körner u. M.R. Maier. A Low Cost Analog Pulse Processing System for Use with Silicon PIN Diodes. *Verhandl. DPG*, (VI)(27):39, 1992.
- [CFM:92] S. 44,54
M. Ciric, J. Friese u. M.R. Maier. A Low Cost Analog Pulse Processing System for Use with Silicon PIN Diodes. techn. Bericht, Physik-Department E12, Technische Universität München und Lawrence Berkeley Laboratory, 1992.
- [Cha:80] S. 15
R.R. Chasman. Incipient Octupole Deformation and Parity Doublets in the Odd Mass Light Actinides. *Phys. Lett. B*, 96B(1):7–10, 1980.
- [CKA:94] S. 26
M.P. Carpenter, T.L. Khoo, I. Ahmad, R.V.F. Janssens, T. Lauritsen, G.A. Annan, A.M. Baxter, M.E. Bleich, S. Harfenist, E.F. Moore, M. Torelli u. D.W. Visser. Test and Performance of a BGO Compton-suppression shield for GAMMASPHERE. *Nuc. Inst. and Meth. A*, 353:234–238, 1994.
- [CKS:95] S. 136
F. Cooper, A. Khare u. U. Sukhatme. Supersymmetry and Quantum Mechanics. *Phys. Rep.*, 251:267–385, 1995.
- [Cli:86] S. 108
D. Cline. Nuclear Shapes Studied by Coulomb Excitation. *Ann. Rev. Nuc. Part. Sci.*, 36:683–716, 1986.
- [CM:98] S. 28
F.E. Chukreev u. V.E. Makarenko. ²³⁸U, ²³⁸Pu. In *Nuc. Data Sheets (NDS)*. NNDC(BNL), program ENSDAT, 1998. prepublication.

- [CO:91] S. 124
S. Ówiok u. P. Olanders. Reflection-asymmetric shapes in odd-A actinide nuclei. *Nuc. Phys. A*, 529:95–114, 1991.
- [dB:84] S. 87,99
J. de Boer. Inelastic Scattering - Coulomb Excitation. In *Treatise on Heavy-Ion Science*, Bromley, Allan D., editor, Vol. 1. Plenum Publishing Corporation, 1984.
- [dBGL:92a] S. 24,100
J. de Boer, N. Gollwitzer, A. Lösch, H.J. Maier, B. Ackermann, T. Bihn, V. Grafen u. C. Günther. The Rotational Bands in the Nuclei ^{229}Pa and ^{231}Pa . *Prog. Part. Nuc. Phys.*, 28:429–434, 1992.
- [dBGL:92b] S. 24,25,74,76,77,79,84,133
J. de Boer, N. Gollwitzer, A. Lösch, H.J. Maier, N. Rohn, B. Ackermann, T. Bihn, V. Grafen, C. Günther, M. Marten-Tölle, N. Singh, and R. Tölle. In-beam spectroscopy of ^{231}Pa . *Z. Phys. A*, 344:41–48, 1992.
- [dBW:65] S. 87
J. de Boer u. A. Winther. A Computer Program for Multiple Coulomb Excitation. techn. Bericht, [California Institute of Technology](#), 1965. Reprint.
- [Den:96] S. 34
S. Denninghoff. Untersuchung von Probenrägern für die Kernspektroskopie im Schwerionenstrahl. Diplomarbeit, [Sekt. Phys. LMU, München](#), 1996.
- [dPdSdC:70] S. 24,77
A.G. de Pinho, E.F. da Silveira u. N.L. da Costa. High-Resolution Gamma Spectroscopy in the Decay of ^{231}Pa . *Phys. Rev. C*,2(2):572–586, 1970.
- [DRS:87] S. 106
J. Dobaczewski, S.G. Rohoziński u. J. Srebrny. Violation of Quadrupole Sum rules in the Interacting Boson Model. *Nuc. Phys. A*, 462:72–84, 1987.
- [DSSLF:96] S. 26
M. Devlin, L.G. Sobotka, D.G. Sarantites u. D.R. La Fosse. Simulated response characteristics of Gammasphere. *Nuc. Inst. and Meth. A*, 383:506–512, 1996.
- [Ed:89] S. 26
H. Ejiri u. M.J.A. de Voigt. *Gamma-Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics*, chapter Instruments and Experimental Methods, S.156ff. [Clarendon Press](#), Oxford, 1989.
- [EKCF:75] S. 15,24,77
J.R. Erskine, G. Kyle, R.R. Chasman u. A.M. Friedman. Study of ^{249}Bk , ^{241}Am , and ^{231}Pa with proton-transfer reactions. *Phys. Rev. C*,11(2):561–579, 1975.
- [ESN:92] S. 27
G. Eckert, K. Stelzer, R.O. Nelson, T. Elze, T. Happ, H.J. Wollersheim, H. Emling, H. Grein, W. Henning, R. Kulesa, E. Lubkiewicz, and C. Lauterbach. Inelastic scattering and nucleon transfer in the system $^{232}\text{Th}+^{206}\text{Pb}$ near the Coulomb barrier. *Z. Phys. A*, 343:267–278, 1992.

- [Eur:95] S. 26
Euroball collaboration. EDOC303 Euroball Seminar. (<http://nnsa.dl.ac.uk/-documents/edoc303>) [Zustand: Juli 1998], 1995.
- [Eur:96] S. 26
Eurogam Collaboration. EDOC204 Eurogam Seminar. (<http://nnsa.dl.ac.uk/-documents/edoc204>) [Zustand: Juli 1998], 1996.
- [Exo:98] S. 26
Exogam Steering Committee. Minutes of the meeting held in Copenhagen at the NBI. (<http://ganinfo.in2p3.fr/exogam/steering.html> [Zustand: Juli 1998] and <http://www.ganil.fr/exogam/>) [Zustand: Juli 1998], 1998.
- [Fal:97] S. 26
P. Fallon. Gammasphere results—A californian perspective. *Z. Phys. A*, 358:231–234, 1997.
- [FdAB:94] S. 26
E. Farnea, G. de Angelis, A. Buscemi, R. Zanon, R. Isocrate, M. De Poli, D. Bazzacco, P. Pavan, P. Spolaore, Y. Li, D. Napoli, S. Lunardi, C.R. Alvarez, A.M. Bizzeti-Sona u. P.G. Bizzeti. The ISIS Si-Ball. *Jahresbericht*, 1994. [Istituto Nazionale di Fisica Nucleare Laboratori Nazionali di Legnaro](#).
- [FKP:78] S. 15,100
J.M. Friedt, G.M. Kalvius, R. Poinso, J. Rebizant u. J.C. Spirlet. ^{231}Pa Mössbauer Resonance in Pa Metal. *Phys. Lett. A*, 69(3):225, 1978.
- [Fra:01] S. 12
S. Frauendorf. Spontaneous symmetry breaking in rotating nuclei. *Rev. Mod. Phys.*, 73(2):463–514, 2001.
- [GAB:91] S. 15,22
V. Grafen, B. Ackermann, H. Baltzer, T. Bihn, C. Günther, J. de Boer, N. Gollwitzer, G. Graw, R. Hertenberger, H. Kader, A. Levon u. A. Lösch. Does a $\frac{5^+}{2}-\frac{5^-}{2}$ ground-state parity doublet exist in ^{229}Pa ? *Phys. Rev. C*, 44(5):R1728–R1731, 1991.
- [Gas:89] S. 58,171
J. Gascon. *TRI - Users Manual*, 1989. Updated by J. Nyberg (1994).
- [GM:71] S. 24
N.B. Gove u. M.J. Martin. LOG- f tables for beta decay. *Nucl. Data Tables*, 10(3):205–317, 1971.
- [Gün:98] S. 122,123
C. Günther. private Mitteilung, 1998.
- [Gol:88] S. 18,32
N.A. Gollwitzer. Aufbau und Test von vier Anti-Compton-Zählern zur γ -Spektroskopie. Diplomarbeit, [Sekt. Phys. LMU; Prof. Dr. J. de Boer, München](#), 1988.

- [Gpdg:00] S. 79,80,93,103
D.E. Groom u. PDG particle data group. Review of particle physics (chapter probability). *Eur. Phys. J. C*, 15:1–878, 2000.
- [Gro:95] S. 42
Semiconductor Group. *SFH 870/F170*. Siemens, 1995. Data Sheets, <http://www.siemens.de/Semiconductor/products/37/3747.htm> [Zustand: Juli 1998].
- [Her:85] S. 26
B. Herskind. The NORDBALL - A Multidetector System for the Study of Nuclear Structure. *Nuc. Phys. A*, 447:395c–412c, 1985.
- [HPS:64] S. 28
E.K. Hyde, I. Perlman u. G.T. Seaborg. *The Nuclear Properties of the Heavy Elements*, Vol. II, detailed radioactive Properties, chapter 6, Natural Radioactivity of the Heavy Elements; chapter 8, Isotopes of Thorium, Protactinium and Uranium, S. 441ff, 646ff, 684ff. Prentice–Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1964.
- [HRK:97] S. 26,37
D. Habs, D. Rudolph, O. Kester, P. Thirolf, P. Reiter, D. Schwalm, G. Walter, P. Van Duppen u. J. Eberth. Physics with REX-ISOLDE and MINIBALL, The REX-ISOLDE and MINIBALL collaborations. *Z. Phys. A*, 358:161–162, 1997.
- [HRT:97] S. 26
D. Habs, D. Rudolph, P. Thirolf, C. Fischbeck, C. Gund, D. Schwalm, J. Eberth, E. Grosse, H. Prade, H. Emling, J. Gerl, R.M. Lieder, P. Van Duppen, C. Rossi-Alvarez u. M. Pignanelli. Physics with Ge-Miniball-Arrays. *Prog. Part. Nuc. Phys.*, 38:111–126, 1997.
- [HS:68] S. 91
R.S. Hager u. E.C. Seltzer. Internal conversion tables. I: K-, L-, M-shell conversion coefficients for $Z=30$ to $Z=103$. *Nucl. Data A*,4(1–2):1ff, 1968.
- [HTPK:75] S. 13,15,24,77,126
P. Hornshøj, P. Tidemand-Petersson, R. Kaczarowski, B. Kotlinska, and J. Żylicz. The Coriolis-Coupled Bands in ^{231}Pa and the Decay of ^{231}Th . *Nuc. Phys. A*, 248:406–428, 1975.
- [HW:85] S. 9
A.F. Holleman u. E. Wiberg. *Lehrbuch der anorganischen Chemie* Kapitel XXXV, Die Actinoide, S. 1280, 1289f. de Gruyter, 1985.
- [Ilc:97] S. 36
M. Ilczuk. Badanie wzbudzeń kulombowskich ^{176}Hf . Diplomarbeit, Uniwersytet Warszawski, Wydział Fizyki, Zakład Fizyki Jądra Atomowego, 1997.
- [Ind:91] S. 87
F.M. Indenkämpen. A Coulomb Excitation Program—COULEX. *Jahresbericht MTBL*, S. 169–170, 1991.

- [INL:96] S. 58
J. Iwanicki, P.J. Napiorkowski u. M. Loewe. private Mitteilung, 1996.
- [Jun:99] S. 28
H. Junde. ^{56}Fe . In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 86, S. 315–424. NNDC(BNL), program ENSDAT, 1999.
- [Kea:01] S. 130
R.R. Kinsey et al. NNDC Online Service: NuDat, . techn. Bericht, Nat. Nuc. Data Cent. (NNDC), Brookhaven National Laboratory (BNL), Upton, NY 11973-5000, 2001.
- [KGJV:83] S. 95
S. Kirkpatrick, C.D. Gelatt Jr. u. M.P. Vecchi. Optimization by simulated annealing. *Science*, 220(4598):671–680, 1983.
- [Kis:95] S. 44
M. Kisielinski. Amplifier, private Mitteilung. techn. Bericht, Heavy Ion Laboratory, Warsaw University, ul. Pastera 5a, 02-093 Warsaw, POLAND, 1995.
- [KKFea:86] S. 124
J. Kvasil, T.I. Kracıková, M. Finger et al. Coriolis coupling and electromagnetic properties of rotational bands in odd-A Yb nuclei. *Czech. J. Phys., Section B*, 31, 36:1376ff, 581ff, 1981, 1986.
- [KKK:97] S. 45
A. Kordyasz, J. Kownacki, M. Kisieliński, E. Noszewska-Orłowska, J. Sarnecki u. Z. Grabowski. The 4π Si detectors array for in-beam spectroscopy experiments. *Nuc. Inst. and Meth. A*, 390:198–202, 1997.
- [KMS:92] S. 26
T. Kuroyanagi, S. Mitarai, S. Suematsu, B.J. Min, H. Tomura, J. Mukai, T. Maeda, R. Nakatani, G. Sletten, J. Nyberg u. D. Jerrestam. The Silicon Ball: a 4π Si detector array for reaction channel selection. *Nuc. Inst. and Meth. A*, 316:289–296, 1992.
- [Köp:90] S. 43
M. Köpf. Entwicklung eines PIN-Dioden-Arrays zur Suche nach Protonenradioaktivität. Diplomarbeit, Technische Universität, München, 1990.
- [KSY:94] S. 39,42
H. Kusakari, M. Sugawara u. Y. Yoshizawa. Spectroscopy of $^{156,158,160}\text{Gd}$, Proposal for the Coulomb Excitation Experiment using NORDBALL. Niels Bohr Institute, 1994.
- [Kum:72] S. 106
K. Kumar. Intrinsic Quadrupole Moments and Shapes of Nuclear Ground States and Excited States. *Phys. Rev. Lett.*, 28:249–253, 1972.

- [Kum:75] S. 125
K. Kumar. *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy*, chapter Model predictions of electromagnetic moments, S. 55ff. North-Holland Publishing Co., Oxford, 1975.
- [Kva:01] S. 22, 32, 82, 126
J. Kvasil. private Mitteilung, 1992–2001.
- [Lac:94] S. 79
Lacasse, M.-D. [FUDGIT Version 2.41](#). Internetversion, 1994.
- [LAdB:99] S. 36
M. Loewe, P. Alexa, J. de Boer, J. Choinski, T. Czosnyka, J. Iwanicki, H.J. Maier, P.J. Napiorkowski, P. Olbratowski, G. Sletten, J. Srebrny, and M. Würkner. Population of isomers in ^{181}Ta via Coulomb-excitation. *Jahresbericht MTBL*, S. 17, 1999.
- [LC:88] S. 84, 85, 86, 95
G.A. Leander u. Y.S. Chen. Reflection-asymmetric rotor model of odd $A \sim 219 - 229$ nuclei. *Phys. Rev. C*, 37(6):2744–2778, 1988.
- [LC:95] S. 53
M. Loewe u. W. Carli. private Mitteilung, 1995.
- [LdBC:99a] S. 36
M. Loewe, J. de Boer, J. Choinski, T. Czosnyka, J. Iwanicki, A.I. Levon, H.J. Maier, P.J. Napiorkowski, P. Olbratowski, G. Sletten, J. Srebrny, and M. Würkner. γ -vibrational states in ^{180}Ta . *Jahresbericht MTBL*, S. 15, 1999.
- [LdBC:99b] S. 36
M. Loewe, J. de Boer, J. Choinski, T. Czosnyka, J. Iwanicki, H.J. Maier, P.J. Napiorkowski, P. Olbratowski, G. Sletten, J. Srebrny u. M. Würkner. γ -vibrational states in ^{181}Ta . *Jahresbericht MTBL*, S. 16, 1999.
- [LdBG:94] S. 15, 16, 19, 22, 25, 86, 134
A.I. Levon, J. de Boer, G. Graw, R. Hertenberger, D. Hofer, J. Kvasil, A. Lössch, E. Müller-Zanotti, M. Würkner, H. Baltzer, V. Grafen, and C. Günther. The nuclear structure of ^{229}Pa from the $^{231}\text{Pa}(p,t)^{229}\text{Pa}$ and $^{230}\text{Th}(p,2n\gamma)^{229}\text{Pa}$ reactions. *Nuc. Phys. A*, 576:267–307, 1994.
- [LdBG:96] S. 13, 33, 34, 74, 79, 100, 126
A.I. Levon, J. de Boer, G. Graw, J. Kvasil, M. Loewe, V.D. Valnion, M. Würkner, H. Baltzer, C. Günther, J. Manns, U. Müller u. T. Weber. The structure of the parity-doublet bands in ^{231}Pa . *Nuc. Phys. A*, 598:11–46, 1996.
- [LdBL:98] S. 22
A.I. Levon, J. de Boer, M. Loewe, M. Würkner, T. Czosnyka, J. Iwanicki, and P.J. Napiorkowski. Experimental evidence on the ground-state energy of ^{229}Pa . *Eur. Phys. J. A*, 2:9–11, 1998.

- [LdM:84] S. 131
C. Lauterbach, J. de Boer, C. Mittag, F. Riess, C. Schandera, C. Briancon, A. Lefebvre, S. Hlavac u. R.S. Simon. High-spin states in ^{230}Th populated via Coulomb excitation with ^{142}Nd projectiles. *Phys. Lett. B*, 140(3–4):187 – 190, 1984.
- [Lee:90] S. 26
I.Y. Lee. The GAMMASPHERE. *Nuc. Phys. A*, 520:641c–655c, 1990.
- [Lel:78] S. 87
A. Lell. Rechnerprogramm für Coulomb-Anregung. Diplomarbeit, Sekt. Phys. LMU; Prof. Dr. J. de Boer, München, 1978.
- [Lev:44] S. 79, 117, 153
K. Levenberg. A method for the solution of certain non-linear problems in least squares. *Quart. Appl. Math.*, 2:164–168, 1944.
- [LLS:92] S. 58, 175
S. Leifheit, R. Lutter, K. Schöffel, B. Stanzel u. K. Steinberger. Data Acquisition System “Mlle”. *Jahresbericht MTBL*, S. 203, 1992.
- [LNBD:86] S. 131
G.A. Leander, W. Nazarewicz, G.F. Bertsch u. J. Dudek. Low-energy collective E1 mode in nuclei. *Nuc. Phys. A*, 453(1):58–76, 1986.
- [LNW:94] S. 35
M. Loewe, P.J. Napiorkowski u. T. Weber. private Mitteilung, 1994.
- [Loe:98] S. 65
M. Loewe. private Mitteilung, 1998.
- [Loe:01] S. 36, 94
M. Loewe. *Coulombanregung von $^{180/181}\text{Ta}$ und die Nukleosynthese von ^{180}Ta im s-Prozess*. Dissertation, Sekt. Phys. LMU, München, 2001.
- [LPKS:91] S. 124
C.F. Liang, P. Paris, J. Kvasil u. R.K. Sheline. ^{219}Fr , a transitional reflection asymmetric nucleus. *Phys. Rev. C*, 44:676–688, 1991.
- [LPWZ:92] S. 20, 21
H.A. Liebhafsky, H.G. Pfeiffer, E.H. Winslow u. P.D. Zeman. *X-Rays, Electrons and Analytical Chemistry*, S. 523f. J. Wiley & Sons, 1992.
- [LS:78] S. 63
M.C. Lederer u. V.S. Shirley, editors. *Table of Isotopes*, Vol. 7th edition, Apd. 3. J. Wiley & Sons, 1978.
- [LS:84] S. 9, 12, 84, 132
G.A. Leander u. R.K. Sheline. Intrinsic reflection asymmetry in odd-A nuclei. *Nuc. Phys. A*, 413:375–415, 1984.

- [Lös:93] S. 15, 16, 23, 25, 27, 28, 85, 86, 163
A. Lösch. *Spektroskopie von ^{229}Pa und ^{231}Pa* . Dissertation, [Sekt. Phys. LMU, München](#), 1993.
- [LSM:82] S. 11
G.A. Leander, R.K. Sheline, P. Möller, P. Olanders, I. Ragnarsson u. A.J. Sierk. The breaking of intrinsic reflection symmetry in nuclear ground states. *Nuc. Phys. A*, 388:452–476, 1982.
- [Mai:94] S. 28
H.J. Maier. private Mitteilung, 1994.
- [Mar:63] S. 79, 117, 153
D.W. Marquardt. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *J. Soc. Indust. Appl. Math.*, 11:431–441, 1963.
- [Mes:65] S. 96
A. Messiah. *Quantum Mechanics*, Vol. I, II. Norh-Holland, Amsterdam, 3rd printing edition, 1965.
- [MGFF:96] S. 28
H.J. Maier, R. Grossmann, H.U. Friebel u. D. Frischke. Technological Laboratory of the LMU. *Jahresbericht MTBL*, S. 92, 1996.
- [Mic:90] S. 55
Micrografx[®] Inc. [DESIGNER™](#). techn. Bericht, TX 75081 Richardson, USA, 1990. (<http://www.micrografx.com/igrafx/designer/> [Zustand: Juli 1998]).
- [Mik:66] S. 97
V.M. Mikhailov (В.М. Михайлов). Расчет Интенсивностей Переходов в Деформированных Ядрах с Учетом Примесей по Квантовому Числу K (Calculation of transition intensities taking into account admixtures with respect to K). Известия Академии Наук СССР (*Bull. Acad. Sci., USSR*), 30(8), 1966.
- [MNMS:95] S. 13, 14, 96, 99, 132, 163, 165
P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers u. W.J. Swiatecki. Nuclear Ground-State Masses and Deformations. *Atomic Data Nucl. Data Tables*, 59:185–381, 1995.
- [Mue:97] S. 37
A.C. Mueller. Present and future experiments with exotic beams at GANIL/SPIRAL. *Z. Phys. A*, 358:153–156, 1997.
- [Nap:95] S. 36
P.J. Napiorkowski. private Mitteilung, 1995.
- [NBF:94] S. 37
P.J. Nolan, F.A. Beck u. D.B. Fossan. Large Arrays of Escape-Suppressed Gamma-Ray Detectors. *Ann. Rev. Nuc. Part. Sci.*, 44:561–607, 1994.
- [NDS:02] S. 24
NDS. General Policies. In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 95, S. iv ff. [NNDC\(BNL\), program ENSDAT](#), 2002.

- [Nil:55] S. 122
S.G.Nilsson. Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei. *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd.*,29(16):1–69, 1955.
- [NND:96] S. 21
NNDC, Dep. of Advanced Technology. [HSICC Version 11\(13\)](#). [Internetversion des National Nuclear Data Center \(NNDC\)](#), 1996. (Ursprüngliche Autoren: R.S.Hager, E.C.Seltzer, California Institute of Technology, USA; W.B.Ewbank, J.B.Bell, Nuclear Data Project, Oak Ridge National Laboratory, USA; B.J.Barton, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, USA und G.De Smet and M.Verboven, Nuclear Physics Lab., Mol&Brüssel, Belgien) .
- [NO:85] S. 73,133,134
W.Nazarewicz u. P.Olanders. Rotational consequences of stable octupole deformation in nuclei. *Nuc. Phys. A*, 441:420–444, 1985.
- [NU:90] S. 26
P.J.Nolan u. U.K. - France EUROGAM Collaboration. EUROGAM–A High Efficiency Escape Suppressed Spectrometer Array. *Nuc. Phys. A*, 520:657c–667c, 1990.
- [OPP:89] S. 30
Industrial Disease Standards Panel (ODP). Report to the Worker’s Compensation Board on the Ontario Uranium Mining Industry. *IDSP Report*, 6, 1989.
- [Pau:96] S. 26
G.Pausch. EuroSiB - ein Siliziumball für den Nachweis geladener Teilchen im EUROBALL-Spektrometer. Sonderseminar, LMU München, 1996.
- [Pem:93] S. 58
P.Pemler. Tornado - a Program to Analyze Experimental Data. *Jahresbericht MTBL*, S. 218, 1993.
- [Pem:94] S. 58
P.Pemler. Entwicklung einer Datenanalyse-Software für kernphysikalische Messungen am Tandembeschleuniger der Universität München. Diplomarbeit, [Sekt. Phys. LMU, München](#), 1994.
- [PG:97] S. 26
C.M.Petrache u. GASP collaboration. New results from GASP in the A=130 mass region. *Z. Phys. A*, 358:225–230, 1997.
- [Phy:90] S. 42
Physik-Department E12, Technische Universität, München. *Bedienungsanleitung 16-fach Netzteil*, 1990. unveröffentlicht.
- [Pie:96] S. 80
R.Piepenbring. Extension of the Multiphonon Method to Odd Mass Deformed Nuclei, II. *Z. Phys. A*, 323:341–349, 1996.

- [Pre:47] S. 24
M.A. Preston. The Theory of Alpha-Radioactivity. *Phys. Rev.*, 71(12):865–877, 1947.
- [PS:82] S. 46,60,91
D. Pelte u. D. Schwalm. *Heavy Ion Collisions*, Vol. 3, chapter In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy with Heavy Ions. North Holland, Amsterdam, New York, Oxford, 1982.
- [Rad:92] S. 67
D.C. Radford. Multiple band structure and band termination in ^{157}Ho . *Nuc. Phys. A*, 545:665–719, 1992.
- [Rad:93] S. 67
D.C. Radford. The new detailed spectroscopy of high-spin states. In *Proc. of the Intern. Seminar on The Frontier of Nuclear Spectroscopy*, S. 229–249. *World Scientific*, 1993.
- [Rad:95a] S. 67
D.C. Radford. Background subtraction from in-beam HPGe coincidence data sets. *Nuc. Inst. and Meth. A*, 361:306–316, 1995.
- [Rad:95b] S. 67
D.C. Radford. ESCL8R and LEVIT8R: Software for interactive graphical analysis of HPGe coincidence data sets. *Nuc. Inst. and Meth. A*, 361:297–305, 1995.
- [Rad:01] S. 67
D.C. Radford. private Mitteilung, 2001.
- [Rag:83] S. 132
I. Ragnarsson. Further evidence for reflection asymmetry in the Ra region—The decoupling parameter and the magnetic moment. *Phys. Lett. B*, 130(6):353–358, 1983.
- [Rag:89] S. 100
P. Raghavan. Table of Nuclear Moments. *Atom. Data and Nuc. Data Tabl.*, 42:290, 1989.
- [RAL:86] S. 131
C.W. Reich, I. Ahmad u. G.A. Leander. E1 transition probabilities within the $K^\pi = 1/2^\pm$ parity-doublet bands in ^{225}Ra . *Phys. Lett. B*, 169(2–3):148–152, 1986.
- [Ras:58] S. 122
A.J. Rassey. Nucleonic Binding States in Nonspherical Nuclei: Asymptotic representation. *Phys. Rev.*, 109(3):949–957, 1958.
- [Rei:90] S. 43
J. Reinhold. Kernladungsmessung relativistischer Schwerionen mit Photodioden. Diplomarbeit, *Technische Universität*, München, 1990.

- [RFAP:78] S. 71,91,92
F. Rösel, H.M. Fries, K. Alder u. H.C. Pauli. Internal Conversion Coefficients for all Atomic Shells. *Atom. Data and Nuc. Data Tabl.*, 21:428, 1978.
- [Rie:91] S. 61
F. Riess. GASPAN at the UNIX computers. *Jahresbericht MTBL*, S.168–169, 1991.
- [Rie:93] S. 61
F. Riess. Automatic Analysis of Gamma-Ray Spectra From (HI,Xn) Reactions. [Internetversion](#), 1993.
- [Rie:97] S. 61,63
F. Riess. private Mitteilung, 1997.
- [Row:70] S. 9
D.J. Rowe. *Nuclear Collective Motion (Models and Theory)*. Methuen and Co. Ltd., 1970.
- [Sch:83] S. 28,29
M.R. Schmorak. ²³¹Pa. In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 40, S. 1ff,26ff. [NNDC\(BNL\)](#), 1983.
- [Sch:91] S. 135
M.R. Schmorak. ²³²U. In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 63, S. 139. [NNDC\(BNL\)](#), [program ENSDAT](#), 1991.
- [Sch:93] S. 13,24,71,77,78,91,126
M.R. Schmorak. ²³¹Pa. In *Nuc. Data Sheets (NDS)*, Vol. 70, S. 387–436. [NNDC\(BNL\)](#), [program ENSDAT](#), 1993.
- [SCW:00] S. 26
M.W. Simon, D. Cline, C.Y. Wu, R.W. Gray, R. Teng u. C. Long. [CHICO](#), a heavy ion detector for Gammasphere. *Nuc. Inst. and Meth. A*, 452:205–222, 2000.
- [SD:67] S. 94
G.D. Symons u. A.C. Douglas. The Effect of Band Mixing on the Multiple Coulomb Excitation of Deformed Nuclei. *Physics Letters, No. 1*, 24B, 1967.
- [SFB:80] S. 133,135
R.S. Simon, F. Folkmann, Ch. Brian con, J. Libert, J.P. Thibaud, R.J. Walen, u. S. Frauendorf. Rotational Band Crossings in the Actinides. *Z. Phys. A*, 298:121–128, 1980.
- [SHD:96] S. 26
D.G. Sarantites, P.-F. Hua, M. Devlin, L.G. Sobotka, J. Elson, J.T. Hood, D.R. La Fosse, J.E. Sarantites u. M.R. Maier. The Microball: Design Instrumentation and Response Characteristics of a 4-Pi-Multidetector Exit Channel-Selection Device for Spectroscopic and Reaction Mechanism Studies with Gammasphere. *Nuc. Inst. and Meth. A*, 381:418–432, 1996.

- [She:87] S. 9
R.K. Sheline. Definition of the Actinide region of static quadrupole-octupole deformation. *Phys. Lett. B*, 197:500–504, 1987.
- [She:93] S. 15
R.K. Sheline. Comment on the question of reflection asymmetry in ^{229}Pa . *Phys. Rev. C*, 48:1003–1004, 1993.
- [Sim:97] S. 26
J. Simpson. The Euroball Spectrometer. *Z. Phys. A*, 358:139–143, 1997.
- [SJAP:55] S. 12
F.S. Stephens Jr., F. Asaro u. I. Perlman. Radiations from 1^- States in Even-Even Nuclei. *Phys. Rev.*, 100(15):1543–1545, 1955.
- [SKLP:01] S. 124
R.K. Sheline, J. Kvasil, F. Liang u. P. Paris. The spectroscopy and structure of the transitional nucleus ^{219}Ra . *Czech. J. Phys.*, 51(2):111–128, 2001.
- [SKM:93] S. 26, 39
M. Sugawara, H. Kusakari, T. Morikawa, H. Inoue, Y. Yoshizawa, A. Virtanen, M. Piiparinen u. T. Horiguchi. Octupole Bands of Gd Isotopes. *Nuc. Phys. A*, 557:653c–662c, 1993.
- [SL:83] S. 80
R.K. Sheline u. G.A. Leander. Strong and weak coupling to the octupole-deformed mode in $^{227}_{89}\text{Ac}$. *Phys. Rev. Lett.*, 51(5):359–362, 1983.
- [Sle:93] S. 26
G. Sletten. High Spin Spectroscopy with NORDBALL, Present and Future. In *Proc. of the Intern. Seminar on The Frontier of Nuclear Spectroscopy*, S. 129–151. World Scientific, 1993.
- [Sol:76] S. 124
V.G. Soloviev. *Theory of complex nuclei*. Pergamon Press, Inc., 1976.
- [Sol:92] S. 124
V.G. Soloviev. *Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons*. Inst. of Phys. Publ. Bristol & Philad., 1992.
- [Spr:93] S. 24, 25, 32, 42, 43, 54, 77
M. Springer. Eignungstest von PIN-Dioden als Detektoren für schwere Ionen. Diplomarbeit, *Sekt. Phys. LMU; Prof. Dr. J. de Boer, München*, 1993.
- [Ste:94] S. 50
H. Steffens. private Mitteilung, 1994.
- [Tul:01] S. 21, 91
J.K. Tuli. *Evaluated Nuclear Structure Data File, A Manual for Preparation of Data Sets*. techn. Bericht, Nat. Nuc. Data Cent. (NNDC), Brookhaven National Laboratory (BNL), Upton, NY 11973-5000, 2001.

- [VdG:60] S. 181
R.J. Van de Graaff. Tandem Electrostatic Accelerators. *Nuc. Inst. and Meth. A*, 8:195–202, 1960.
- [VEK:94] S. 26
K. Vetter, T. Elze, M. Kaspar, T. Kröll u. J. Gerl. A position sensitive gas counter with resistive layer cathode decoded by a neural network algorithm. *Nuc. Inst. and Meth. A*, 344:607–610, 1994.
- [Vog:76] S. 134
P. Vogel. Negative parity yrast states in deformed nuclei. *Phys. Lett. B*, 60(5):431–434, 1976.
- [Wat:00] S. 162
Waterloo Maple, Inc. Maple V Release 4[®]. techn. Bericht, 57 Erb Street West, Waterloo, Ontario Canada N2L 6C2, 2000. <http://www.maplesoft.com/> [Zustand: Feb 2002].
- [WBW:80] S. 27
W.W. Wilcke, J.R. Birkelund, H.J. Wollersheim, A.D. Hoover, J.R. Huizenga, W.U. Schröder u. L.E. Tubbs. Reaction Parameters for Heavy-Ion Collisions. *Atom. Data and Nuc. Data Tabl.*, 25(5/6):389–619, 1980.
- [WdBL:03] S. 126
M. Würkner, J. de Boer, A.I. Levon, M. Loewe, J. Kvasil, J. Srebrny, P.J. Napiorkowski, J. Iwanicki u. T. Czosnyka. Coulomb excitation and structure of the rotational bands in ²³¹Pa. *Nuc. Phys. A*, in *Veröffentlichung*, 2003.
- [Wür:93a] S. 25
M.B. Würkner. unveröffentlicht, 1993.
- [Wür:93b] S. 15, 25, 28, 100
M.B. Würkner. Spektroskopie von ²³¹Pa mit leichten Projektilen. Diplomarbeit, *Sekt. Phys. LMU, München*, 1993.
- [Yos:93] S. 26, 39
Y. Yoshizawa. Coulomb Excitation of Deformed Nuclei. In *Proc. of the Intern. Seminar on The Frontier of Nuclear Spectroscopy*, S. 171–191. *World Scientific*, 1993.

Glossar

A

ADC – **A**nalog to **D**igital **C**onverter, wandelt ein analoges (kontinuierliches) Eingangssignal in einen abgestuften Zahlenwert um

AHO – anharmonischer Oszillator

B

Backing – Das Material, das ein nicht selbsttragendes Targetmaterial an der Rückseite stützt und am Platz hält (z. B. eine Kohlenstoffolie)

BfS – [Bundesamt für Strahlenschutz](#)

Booster – Nachbeschleuniger der am NBI ein vom Tandem Van de Graaff vorbeschleunigtes Teilchen in einem Wechselfeld nachbeschleunigt

C

CAD – **C**omputer **A**ided **D**esign, rechnergestützte Konstruktion

CFT – **C**onstant-**F**raction-**T**rieger, Gerät zur Bestimmung der Ankunftszeit eines Signals (Timing) über einer Spannungsschwelle, weitgehend unabhängig von der Signalhöhe

CK – **C**oster-**K**ronig Übergang, nichtradiative Umordnung der Besetzung innerhalb einer Hauptschale

CMOS – **C**omplementary **M**etal-**O**xide-**S**ilicon; Materialbezeichnung, die zum Kennzeichen einer Halbleiterfamilie geworden ist. Merkmale: nur kleine Betriebsleistung nötig, aber empfindlich auf statische Elektrizität

Coulex – **C**oulomb **E**xcitation, die Coulomb Anregung ist die wechselseitige elektromagnetische Anregung bei der Annäherung zweier Kerne

CPU – **C**entral **P**rocessing **U**nit, Herzstück eines Computers, die Recheneinheit

D

DAT – **D**igital **A**udio **T**ape, 4 mm Magnetband in kleiner Kassettenform; ursprünglich zur Musikaufnahme, später zur allgemeinen Datenspeicherung verwendet

E

ECL – **E**mitter-**C**oupled **L**ogic circuit, schnelles, aber leistungshungriges Logiksystem mit im Schaltbereich betriebenen bipolaren Transistoren

EC – **e**lectron **c**apture, Zerfall durch Elektroneneinfang

Exabyte – **Exabyte**[®] 8 mm Magnetband in einer Kassette; zu Videoaufzeichnung (Video 8) und Datenspeicherung verwendet

F

Flag – Flagge, Markierungssignal bei einem Ereignis

Flip-Flop – Schaltung mit zwei stabilen Zuständen

FRDM – **F**inite **R**ange **D**roplet **M**odel

FWHM – **f**ull **w**idth at **h**alf **m**aximum, die Breite einer Linie bei der Hälfte ihres Maximalwertes

G

GASPAN – **g**amma **s**pectrum **a**nalysis, Programm zur Linienanalyse in Spektren

GNU PLOT – Programm zur Darstellung von Kurven, Teil des freien Softwareprojekts **GNU**

GOSIA – Programm zur Kopplungsmodell-unabhängigen Bestimmung von Übergangsmatrixelementen aus den experimentellen Daten

H

HIL – **H**eavy **I**on **L**aboratory, Schwerionenlabor, Universität Warschau, PL-02-093 Warszawa, ul. Pasteura 5a, Polen, Tel/Fax: (+48 22) 55 46 000 / 659 27 14, <http://www.slcj.uw.edu.pl>

HO – harmonischer Oszillator

I

IPP – **Max-Planck-Institut für Plasmaphysik**, Kunststoffwerkstätte, Herr E. Maier, Boltzmannstraße 2, D-85748 Garching

L

Link – Verweis auf eine Information

Linux – **Linux** ist ein Unix-artiges Betriebssystem mit kostenlos zugänglichem Programmtext, erstmals koordiniert von L. Torvalds

LMU – **L**udwig-**M**aximilians-**U**niversität **M**ünchen

M

maE – **m**odellabhängige **E**rweiterung. Das Rotationsmodell gilt für die meisten Matrixelemente; einzelne Gruppen werden davon frei variiert.

MAK – **m**aximale am **A**rbeitsplatz zulässige **K**onzentration eines Stoffes

MIPS – **MIPS Technology Inc.**, HQ Mountain View, CA 94043-1353, USA

MLLE – **M**icroprocessor **B**ased **L**arge **L**ogging **E**xperimentation System, 680XX basiertes Master-Slave Multiprozessorsystem [BLS:82, LLS:92]

MTBL – Münchner Tandem Beschleunigerlabor

der Ludwig-Maximilians-Universität (LMU) und der Technischen Universität (TUM), München; Hochschulgelände D-85748 Garching, Deutschland

Tel./Fax: (089) 2891 - 4271 / -4280, <http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/>
(jetzt umbenannt zu Maier-Leibnitz-Labor (MLL))

muE – modellunabhängige Erweiterung. Die Matrixelemente werden frei variiert, wobei nur schlecht bestimmbare Matrixelemente mit Hilfe des Rotationsmodells an besser bestimmte gekoppelt werden.

Multiplexer – Gerät, das in Abhängigkeit von Eingangsbedingungen einen von mehreren Eingängen, auf einen Ausgang schaltet

N

NBITAL – Nils Bohr Institute Tandem Accelerator Laboratory , Niels Bohr Institut Tandem Accelerator Laboratory, ehemaliges Tandem Beschleunigerlabor des Niels Bohr Instituts <http://www.tal.nbi.dk>, Niels Bohr Institut, Blegdamsvej 17, DK - 2100 Copenhagen Ø, Tel./Fax (+45) 35 32 - 52 09 / -50 16, <http://www.nbi.dk>

NIM – Nuclear Instruments and Methods

NORDBALL – Ein aus 20 Compton-unterdrückten Germaniumdetektoren bestehendes γ -Detektorsystem am NBITAL

O

offline – nach dem Experiment

online – während des Experimentes

P

PC – Personal Computer

PIN-Dioden – Positive-Intrinsic-Negative Diode, Halbleiterzähler zum Nachweis der Teilchenenergie

pnA – Partikelnanoampere, Teilchenstrom unabhängig von der Teilchenladung, entsprechend eines Stromes von 1 nA Teilchen mit angenommener einfacher Elementarladung e_0 , also 1 pnA entspricht $6.3 \cdot 10^9$ Teilchen/s

Q

Q-Wert – Differenz der Gesamttruhmassen (Bindungsenergien) aller beteiligten Partner vor und nach einer Reaktion

QPMC – QPM mit Corioliskopplung

QPM – Quasiteilchen-plus-Phonon Modell

R

Replay – Abspielen des digitalen Datenstromes, der während des Experimentes aufgezeichnet wurde und davon abhängige Verarbeitung nach neuen Bedingungen

RM – Rotationsmodell

Run – Teillauf eines Experimentes

S

SGI – [Silicon Graphics, Inc](#)

SIGMA – Quadrupole Sum Rule Code

Skaler – Zähler zur Ermittlung einer Anzahl von Ereignissen am Triggereingang

Slice – Scheibe, Schnitt in einer Matrix

T

Tandem – dem Prinzip nach von H.Kallmann, F.Haber u.Kuhn 1930 in Deutschland, sowie W.H. Bennett in 1937 in den USA erfundener [\[Bre:99\]](#) und von [R.J. Van de Graaff \[VdG:60\]](#) durch elektrostatische Hochspannungserzeugung zur Anwendungsreife entwickelter Beschleunigertyp, in dem ein negativ geladenes Teilchen eine Potentialdifferenz durchläuft, nach Durchdringen einer Folie einem Teil seiner Elektronen beraubt, umgeladen wird und die gleiche Potentialdifferenz zur Beschleunigung nochmals durchläuft.

Target – Experimentierprobe, auf die der Teilchenstrahl während eines Experimentes trifft

TDC – **T**ime to **D**igital **C**onverter, wandelt ein Zeitintervall (Zeit einer Stoppuhr) in einen abgestuften Zahlenwert um

TOF – **t**ime **o**f **f**light, Messung der Flugzeit in einer vorgegebenen Strecke

TRI – Programmpaket zur Durchführung eines Replay [\[Gas:89\]](#)

TTL – Transistor-Transistor Logic, Standardpulsgrößen in Logiksystemen

TUM – [Technische Universität](#), München

U

UNIX – [UNIX](#) Betriebssystem nach den Standardfestlegungen der [Opengroup](#)

V

VAX – VAX/VMS, Alpha/VMS, neuer Name [OPENVMS](#), Betriebssystem ursprünglich der Firma DEC (Digital Equipment Corporation), jetzt Compaq für die Rechnersysteme VAX und Alpha, Compaq jetzt teil von Hewlett Packard (HP)

W

Wafer – Siliziumscheibe zur Halbleiterherstellung

WHO – World Health Organization, [Weltgesundheitsbehörde der Vereinten Nationen](#)

Window – Fenster einer Computeranwendung

WLM – Working Level Month, Definition der Exposition während 170 Stunden Arbeit in einer Radon ^{222}Rn Aktivitätsdichte (1 WL) $3.7 \cdot 10^3 \text{ Bq/m}^3$

X

X-Windows – Graphische Benutzeroberfläche, basierend auf z. B. [XFree](#) und oft unter Verwendung einer Benutzerschnittstelle z. B. [Open-Motif](#)

xmgr – ([xmgr](#), [xmgrace](#)) Programme zur 2D-Datendarstellung

Y

Yield – die Ausbeute von Ereignissen

Yrast – energetisch niedrigstes Niveau bei vorgegebenem Spin I vgl. [[BM:75](#), 4-3, Fußn. 1]

Z

Zyklotron – In einem periodischen elektrischen Feld \vec{E} wird ein Teilchen der Ladung q mit der Kraft $\vec{F} = q\vec{E}$ beschleunigt und in einem konstanten Magnetfeld \vec{B} von der Kraft $F = q\vec{v} \times \vec{B}$ auf einer Spiralbahn gehalten, bis die gewünschte Teilchenenergie erreicht ist.

Index

A

- Abbauphase 36
- Abbruch 35
- Abdeckung 37
- Abhängigkeit 16, 34, 57, 60, 67, 100, 114, 134f, 164
- Abkühlung 95
 - svorgang 51
- Abpumpen 31
- Abschirmung 52f
- Abschätzung 27, 30, 43, 100, 114, 119
- Absenkung 38, 131
- Absorber 51
- Absprache 52
- Abstand 12f, 17f, 29, 42, 46, 51f, 87, 99
 - swahl 19
- Abstimmung 26
- Abszisse 112
- Abweichung 25, 32, 34, 64f, 79–85, 89, 91, 94, 103, 108, 119, 123f, 126, 128
- Abzug 34, 67
 - svorrichtung 31
- Ac 130
- Achse 79
- ADC 44, 54
- Addition 60, 62
- Adiabatizitätsparameter 52
- AHO 122f
 - Rechnungen 123
- Akkumulation 30
- Aktiniden 9
- Aktinium 9, 12
- Aktinoiden 9
- Aktinonaktivität 30
- Aktinonemission 29
- Aktivierung 29, 31
- Aktivität 28–31, 60
 - sdichte 30
- Algorithmisierung 124
- Algorithmus 95, 103, 117
- Alignment 135
 - anstieg 135
- Alkohol 31
- Alpha/VMS 58, 67
- Amplitude 13, 122, 124
- Analog 55, 106, 131, 133
- Analogie 136
- Analysesystem 58
- Anfangsbedingung 95, 119
- Anfangsparameter 103
- Anfangswert 103
- Anforderung 15, 26, 32, 41, 49
- Anfänge 130
- Annealing 95, 103
- Annäherung 52, 103
- Anregung 6, 25, 28, 37, 40f, 52, 87f, 90, 93, 99f, 102, 104, 106, 118, 132
 - sbeitrag 99
 - senergie 79
 - sgammas 40
 - slinien 41, 60
 - sprozess 28, 87
 - srechnung 89
 - sschritt 99
 - swahrscheinlichkeit 25, 99
 - szustand 28
- Ansatz 94, 124, 126
- Anschluss 48
- Ansprechhäufigkeit 40
- Ansprechwahrscheinlichkeit 34, 41, 60
- Ansprechzeit 59
- Anstieg 80, 128
- Antwortfunktion 60f
- Approximation 102
- Arbeit 26, 30, 36, 39, 91, 96, 98, 131, 136
 - saufgabe 50
 - sstrom 35
- Artefakte 128
- Asymmetrie 16, 118, 136
- Atemluft 30
- Atemverhalten 30
- Atemwege 29, 31
- Au 38
- Aufbau 22, 54, 65, 68
- Aufbewahrung 29
- Auflösung 18, 60, 87
 - sgewinn 28

- verbesserung 37, 40
- verschlechterung 44, 66
- Aufnahme 29
 - eigenschaften 65
- Aufspaltung 11, 79, 109, 136
- Auftreffort 39f, 46, 59
- Aufzeichnung 35
- Augenmaß 59
- Ausbau 31
 - stufe 54
- Ausbeuten 37
- Ausfall 65, 89
- Ausgang 54f
 - daten 93
 - sniveaus 77
 - sschalen 125f
 - ssignal 54f, 165
 - ssituation 3, 24
 - sspannung 55
 - sstrom 55
 - swert 102
 - szustand 10, 37, 76, 106, 111, 128
- Aushärtung 42
- Ausland 28
- Auslese 19
- Auswahlregel 97
- Auswertung 25, 36, 41, 58f, 65, 67
- Automatisierung 61
- Axialsymmetrie 96
- B**
- B(M1) 99
- Backing 28, 39
 - dicke 39
- Bahndrehimpuls 13
- Ball 26, 50
- Band 11, 13, 16, 22, 24, 35, 54, 58, 73ff, 77, 79, 81–85, 90, 93, 96ff, 100f, 107ff, 111, 117, 122f, 126, 128, 130, 132–136, 163ff
 - breite 55
 - enanfang 135
 - enbeginne 164
 - engruppe 74
 - enkopf 11f, 19, 24, 84, 94, 125f
 - enkopplung 79
 - enkreuzung 135
 - enzustand 131
 - struktur 84, 103, 128
- Basis 88, 122, 125, 132
 - funktionen 125
 - raum 126
- Be 38
- Bearbeitung 61
- Bedienpersonen 32, 34
- Bedienungsfehler 36
- Bedingung 42, 44
- Befüllungsleitungen 27
- Begrenzung 104
- Behälter 29
- Beimischung 24, 125, 130, 133
- Belastung 30
- Belüftung 18, 31
- Benutzer 68, 98, 101
 - routinen 58
- Beobachtung 12, 19, 25, 57, 75ff, 87f, 134f
- Berechnung 21, 25, 27f, 34, 87–90, 92, 95f, 100, 102, 114, 125f, 128, 132
- Bereitschaft 26
- Bereitstellung 124
- Beschleunigerlabor 4f, 32, 58
- Beschleunigerparameter 37
- Beschleunigung 102
- Beschreibung 9, 83f, 93f, 98, 102, 109, 111, 123, 126, 128, 134, 136
- Beschränkung 37, 40, 65f, 94, 105, 108, 128, 133
- Besetzung 21
 - sverhältnis 21
- Bestimmbarkeit 93, 111
- Bestimmung 19, 22, 34, 61, 66, 73, 85, 88, 93f, 103, 105, 119
- Bestückungsplatz 42
- Betazerfall 24
- Betrieb 26, 43
 - sspannungen 19
 - ssystem 58
- Beträge 84, 99
- Bevölkerung 23, 37, 78, 87, 99, 163
- Bewegung 31, 89, 95
- Beziehung 109
- Bezugssystem 9
- BfS 30
- Bitmuster 54
- Blei 29
 - kontamination 29
 - stiftstrahl 18, 48
- Blick 17, 48
 - richtung 17, 51
- Blindversuch 32
- Blocklänge 58
- Bodenniveau 30
- Bodennähe 30
- Bohr, Niels 4f, 15, 28, 35, 58
- Bohrkoordinaten 51

Bohrungen 51
 Bonddraht 42, 49
 Branching 22, 128, 131
 Breite 66, 117
 –nfit 66
 –nkalibrierung 63f, 66
 Bronchien 30
 Bruchstelle 31
 Bruchteil 91
 Buchse 42, 49, 51
 –nfüße 51
 –nkontakte 42
 Bypass 31

C

CAD 51
 –system 50
 Center 49
 CFT 54
 Charakter 86
 Checkliste 32
 CHICO 26
 CK-Übergang 21
 Clebsch-Gordan-Koeffizient 96, 98
 CMOS 55
 Code 87
 College 15
 Comptonunterdrückung 18, 26, 32, 35, 60, 165
 Computerleistung 94
 Constant-Fraction-Trigger 52, 54
 Conversion 21
 Coriolis 24, 125, 134f
 –energie 122f
 –kopplung 7, 12, 66, 94, 124f, 133
 –kräfte 24, 84
 –mischungen 126
 –rechnung 122f
 –wechselwirkung 11, 79, 122
 Coster-Kronig Übergang 21
 Coulex 32, 39, 42
 –Rechnung 108
 –bedingung 43
 Coulomb 28, 87, 89
 –Anregungsexperimente 26, 42, 44
 –anregung 24f, 34, 36f, 39ff, 44, 46, 54,
 87f, 100, 136, 165
 –anregungsprozess 27, 32
 –barriere 27f, 37
 CPUs 100
 CsI(Tl) 18f
 Cu-Absorber 66

D

D-Type 54
 Darstellungsformen 136
 DAT-Tape 57
 Daten 6, 12, 15, 25, 27, 55, 58, 61, 65, 79, 88,
 90, 93f, 104, 109, 111, 114, 128f, 165
 –aufnahme 40, 58f, 65
 –aufnahmemodus 63
 –aufnahmeprogramm 36
 –aufnahmesystem 34f
 –bank 130
 –bearbeitung 35
 –konvertierungsprogramm 58
 –mengen 54
 –reduktion 54
 –satz 88, 95, 108
 –strom 57
 –verlust 35
 Decoupling 98
 Defekt 35
 Definition 24, 30, 85f, 93, 96, 106, 134
 Deformation 12ff, 96, 109, 122, 125, 133, 163
 –sparameter 13, 109, 111, 131f
 Degeneration 12, 134f
 Deorientierung 111
 Depopulation 22, 36, 90
 Detektor 16, 18, 25f, 33, 35f, 39ff, 43–47, 49–
 52, 59ff, 65f, 73, 76, 88–91, 101, 163
 –anordnung 17, 163
 –auflösung 35
 –auslese 40
 –bestückung 42
 –elemente 57
 –fläche 46
 –geometrie 43
 –kammer 34, 51
 –kapazität 45
 –konstruktion 44, 50
 –kosten 42
 –labor 19, 42
 –länge 16
 –paare 25, 45
 –rand 49
 –standorte 38
 –strom 35
 –summen 76
 –system 26, 34ff, 39, 49, 59, 87, 94, 136
 –technik 45
 –umhüllung 52
 –zahl 54
 Deuteronen 19f
 Deutschland 28, 30

- Dewars 27, 53
 Diagonalen 53
 Diagonalmatrixelement 114, 123
 DIAMANT 26
 Dichte 30
 Dichtung 48
 Dicke 31
 Differenz 46, 65f, 74, 81, 84ff
 Diffusion 30
 -sbarrieren 30
 Diode 42–46, 52
 -ngröße 52
 Dipolmoment 95
 Dipolparameter 95
 Diskussion 106
 Doppellinie 80, 89f, 114
 Doppeltreffer 39
 Doppler 41
 -korrigiert 34
 -Verbreiterung 46
 -auflösung 45f
 -korrektur 28, 34, 37–42, 45f, 54, 60, 73
 -verbreiterung 66
 -verschiebung 38, 45, 60
 -verschiebungskoeffizienten 45
 Dosis 30
 Drehimpuls 106, 124f, 133, 135, 164
 -übertrag 25
 Drehmatrizen 96
 Drehoperation 10
 Drehung 10, 45, 79, 125, 163
 Dreibandenkopplung 122
 Dreibandrechnung 123
 Dreiecksmatrix 98
 Drift 65f
 -zeit 39
 Droplet 3, 13f
 Druckausgleich 31
 Drähte 51
 Dublett 90
 Dunkelstrom 43
 Durchführung 26
 -spunkt 51
 Dänemark 15, 35
- E**
- E1 12, 19, 21f, 24, 73, 76f, 90f, 93f, 97, 100ff,
 109, 111f, 114f, 128, 131, 133, 163
 E2 19, 21, 76, 99f, 106, 111ff, 115, 128
 -Anregung 52
 -/M1 22, 77, 93
 E3 52, 77, 90, 93, 100, 102, 109, 111ff, 115f,
 132
 E4 52, 99, 111, 113, 116
 E6 99
 Ebene 32, 42, 46, 61
 ECL-Norm 54
 Effekt 45, 111, 119, 124
 Effizienz 26, 52, 60, 65, 67, 95
 -Kalibrierergebnis 67
 -abweichungen 66
 -analyse 68
 -fehler 66
 -fits 67
 -funktion 63
 -grund 132
 -kalibrierung 59, 64ff, 91
 -maximum 63, 65
 -steigerung 108
 Eichwesen 61
 Eigenfunktionen 122
 Eigenschaft 10, 59, 89, 94, 106, 132f, 165
 Eigenschutz 31
 Eigenwert 10, 13
 Ein-Phononenzustand 128
 Ein-Quasiteilchen 124
 -mit-einem-Phonon 124
 -plus-Phonon 7, 124
 -komponente 12f
 Ein-Schritt-Anregung 102
 Einbau 31, 35, 51
 Eindringtiefe 30
 Einfluss 13, 28, 41, 59f, 80, 84, 99–102, 104ff,
 109ff, 114, 123, 136
 Einführung 81, 86
 Einfütterung 77
 Eingabe 90, 99
 -daten 100
 -file 88
 Eingang 54f
 -sspannung 55
 -swiderstand 55
 -szustand 54
 Eingriff 61, 90, 101, 104f, 114
 Einheiten 50, 128, 131
 Einkauf 42
 Einrichtung 24, 26
 Einschränkung 22, 36, 42, 94
 Einschub 55
 Einschussenergie 87
 Einsparung 99
 Einstecken 49
 Einteilchen-Konfigurationsänderung 16
 Einteilchenbewegung 123

- Einteilchendrehimpuls 13
 Einteilchenparitätsoperator 84
 Einteilchenzustand 84
 Einweghandschuhe 31
 Einzelauflösung 37
 Einzelauslese 54
 Einzeldetektor 89
 Einzelereignisse 26
 Einzelmessung 33
 Einzelnukleonen 9
 Einzelspektren 90
 Elektron-Lochpaare 42
 Elektroneneinfang 22
 Elektronik 34
 -werkstatt 42, 55
 Elemente 9
 Elementsymbol 117
 Emitter 30
 Empfehlungen 30
 Empfindlichkeit 128
 Enable 54
 Ende 26, 54, 63, 65f
 Endkontrolle 63
 Endpunkt 29
 Energie 11, 21, 27, 33–38, 44, 52, 57, 59f, 65ff,
 73, 79ff, 84f, 91, 94, 98, 123f, 126, 164
 –Kalibrierkoeffizienten 60, 63
 –abfolge 33
 –abhängigkeit 24
 –abstände 77
 –auflösung 16, 26, 38, 43ff, 59, 89
 –aufspaltung 85
 –ausgang 54
 –beitrag 11
 –bereich 26, 34, 60
 –eingang 54
 –fenster 28, 59
 –fits 67
 –information 45
 –kalibrierung 16, 63f, 66
 –messung 39
 –signal 54
 –verlust 18f, 25, 44, 59, 66
 –verlustverteilung 28
 –wert 79
 –zuweisungen 76
 –übergang 94
 Entfaltung 59, 61
 Entfernung 29, 50f, 95
 Entfütterung 90, 128
 Entkopplung 103, 133
 –sparameter 22, 76, 79, 82, 84f, 123, 131f
 Entvölkerung 133
 Entwicklung 15, 26, 79, 84, 94, 96, 108, 122,
 136
 Entwurfsmodul 55
 Equilibrium 30
 Ereignis 19, 26, 40, 52, 54, 57, 59f
 –raum 114
 Erfahrung 18, 32, 34, 52
 Erfassung 90
 Erfolg 34
 Ergebnis 15, 34, 36, 61, 63, 67, 94f, 105, 109,
 119, 124
 Erhöhung 47, 57, 110, 133
 Erkennungsalgorithmus 88
 Erklärungsversuche 135
 Erwartungswert 84, 86
 Erweiterbarkeit 119
 Erweiterung 34, 58, 81, 83, 94, 103, 108, 114,
 119, 122, 128
 Erwärmung 35
 Erzeugende 109
 Erzeugungsoperatoren 124
 ESCALATOR 67
 Eulerwinkel 10
 EUROBALL 35
 EuroSiB 26
 Evakuierung 18
 Experiment 4, 15, 22, 26, 28ff, 32–36, 41, 43f,
 46, 49f, 57, 61, 63, 65ff, 74, 76f, 80,
 88–91, 93ff, 102, 104f, 108, 111, 117,
 123, 128, 133, 165
 –daten 54
 –ierbetrieb 36
 –iereinrichtungen 31
 –iergruppe 27, 36
 Exposition 30
 –zeit 30
 Extraktion 136
 Extrapolation 34

F
 Faktor 26, 52, 59, 65, 76, 84, 89, 94, 101, 104,
 114, 119, 131f
 Fall 12, 52, 66, 82, 88ff, 93, 95, 97, 99, 102,
 105, 108f
 Faradaycup 18, 48, 57
 Fehler 7, 16, 25, 28, 32f, 61, 63, 65f, 76, 80,
 87–91, 93f, 101, 103ff, 107f, 111, 114,
 117ff, 126f, 129, 132
 –abschätzungen 131
 –analyse 80, 89, 105, 111, 118
 –balken 117, 127
 –bereich 103

- bestimmung 164
 - funktion 63
 - methode 105
 - rechnung 104, 109, 114
 - Feinfit 63
 - Feinstaubmaske 31
 - Feld 84, 123ff, 136
 - Fenster 59
 - Bedingungen 58
 - Fermienergie 125
 - Fertigung 26, 42, 50f, 55
 - stoleranzen 50
 - Festlegung 37, 80, 93, 109
 - Filter 31
 - Finite 3, 13
 - Fit 59, 61, 63ff, 79–82, 85, 88, 93ff, 99, 101–104, 108, 117ff, 126f, 135, 165
 - Qualität 64
 - bereich 90
 - fehler 60f, 65f, 105, 117, 127
 - methode 105
 - parabel 112
 - parameter 79f, 93
 - programm 63, 89
 - vorgang 90, 103
 - Fixierung 136
 - Flag 54
 - Flanken 54
 - Flexibilität 51
 - Flip-Flop 54
 - Flug 37
 - Fluoreszenz 21
 - Fluss 73
 - betrachtungen 77
 - Fläche 29, 42, 45, 53, 80
 - nbedarf 42
 - nnormale 46
 - nverlust 42
 - Flügel 39
 - Folie 31
 - nwechsel 36
 - Form 9, 45, 104
 - alismus 136
 - begriffe 136
 - Forschungsgelände 15
 - Fr 130
 - Fr-Pa 165
 - FRDM 13f, 99, 132, 165
 - Freiheitsgrad 10, 80, 93, 109
 - Frequenz 94, 134f, 164
 - Frontplatten 55
 - Fudgit 79
 - Funktion 54, 57, 65, 79, 94f, 105, 114
 - sbedingt 50
 - swert 93
 - FWHM 16, 44f, 61, 66
 - Linienbreite 59
 - Fädelhilfe 17
 - Fütterung 21f, 76f, 90, 93, 111
 - santeile 21
 - slinien 77
- ## G
- Gamma 38, 52, 88
 - detektor 37
 - detektorsystem 15
 - ereignis 60
 - linie 46
 - quanten 37, 46
 - spektroskopie 91, 93
 - strahlung 37, 48, 60
 - übergangs 80
 - Garantie 26
 - Garching 55
 - GASP 26
 - GASPAN 61, 63f, 67, 88
 - Gastransport 30
 - Gate 50, 54, 62, 67, 77, 90, 163
 - bedingung 67, 90
 - wahl 67
 - Gaußverteilung 80
 - Ge 58
 - Ge-Detektor 35
 - Ge-Paare 45
 - Gebiet 131
 - Gebirge 102
 - Gefahr 29
 - Gefälle 95
 - Gefühl 103, 135
 - Gegenkopplung 55
 - Gegenspannung 57
 - GeLi 16
 - Zähler 16
 - Genauigkeit 28, 65, 83, 119, 136
 - Genehmigungen 29
 - Generierung 59, 65
 - Geometrie 87
 - Germaniumball 26, 37
 - Germaniumdetektor 18, 26, 28, 32, 37, 40, 45f, 48, 51f, 57, 59, 64, 66, 88f, 165
 - Germaniumereignis 57
 - Germaniumzähler 19, 31
 - Gesamtdrehimpuls 135
 - Gesamtkosten 42
 - Gesamtstrom 133

Geschwindigkeitsgrund 105
 Geschwindigkeitsvektor 45
 Gesetzmäßigkeit 105
 Gewichtung 30, 90
 Gewinn 38, 61
 GF2X 67
 Gießformen 51
 Gitter 94
 –minimalisierung 94
 Gleichgewicht 30
 Gleichheit 108
 GNUPLOT 65
 GOSIA 88–96, 98f, 101, 104ff, 108f, 117, 119,
 128f
 –Fehler 105
 –Fit 108, 117, 119, 128, 164
 –Minimierung 129
 –Rechnung 75, 90, 111, 117, 126, 128, 164
 –Standardversion 92
 Gradienten 95
 –methode 100, 102
 Grate 55
 Gremien 26
 Grenze 12, 24, 30, 45, 50, 76, 80, 90, 114, 133
 Grenzwert 29f
 Grenzwinkel 39, 52
 Grobenergiekalibrierung 63
 Grobfit 63
 Grundlage 80
 Grundzustand 12, 16, 19, 22, 24f, 76, 79, 84,
 99, 114, 130f, 136
 –sband 5f, 13, 15, 24, 34, 62, 66f, 73f, 76f,
 80ff, 85, 100–103, 109, 111, 114, 125f,
 128, 131, 133, 135
 –sdublett 15
 –skanal 16
 –übergang 22
 Gruppe 10, 26, 76, 94, 99, 102f, 109ff
 –nbildung 130
 Größe 11ff, 34, 39, 50, 84, 118, 122, 128, 133
 –nordnung 22, 25, 29, 91, 93, 95, 100, 102,
 114, 119
 –nänderung 128
 Guss 51
 –schicht 51
 Gültigkeit 80, 105, 111, 114
 –sannahme 118
 –sbereich 95

H

Hager–Selzer 21, 91
 Halbleiterdioden 42

Halbsphären 45
 Halbwertszeit 16, 24, 28–31, 126
 Haltbarkeit 43
 Halterungen 52
 Hamiltonian 125
 Hamiltonoperator 124
 Handhabung 32, 34, 88, 90
 Harddisks 50
 Hardwarebreite 59
 Hardwarekoinzidenzfenster 59
 Hardwaretriggerung 57
 Hauptachse 10
 Hauptkomponente 12f, 29
 Heisenbergbild 9
 Hemisphäre 31, 50
 Herausforderung 136
 Hewlett Packard 50
 Hexadekupolmoment 25, 132
 HF-Leistung 35
 HIL 44
 Hilfestellungen 124
 Hilfsprogramm 63
 Hinderungsfaktor 24
 Hochschulgelände 15
 Hochspinzustand 27
 Host-Multislave 58
 HSICC 91
 Hybridisierung 132
 Hyperebene 102
 Hyperfläche 80, 105
 Häufigkeitsverteilung 29, 46, 60
 Höhe 51
 –nunterscheidung 46
 Hülle 95

I

Identifikation 12, 57, 63
 Identität 84
 Impulshaftigkeit 52
 Inband 22, 93, 99
 –linien 77
 –zerfall 77
 –zustand 22
 –übergang 22, 77f, 97f, 100
 Inbetriebnahme 26, 28
 Information 54, 61, 88, 90, 93
 Inhalt 61, 93
 Inkorporierung 29ff
 Inkreis 50, 52
 Inner-Ball-Kammer 39
 Institut 4, 28, 35, 58
 Integral 96

- Integration 35, 49, 105
 Intensität 6, 19, 22, 25, 32, 34, 38, 61, 63, 68f,
 73f, 76f, 80, 88–91, 93, 100f, 111, 114,
 119
 –sabweichung 59
 –sfehler 89, 91, 114, 119
 –sgewinn 28
 –srückfluss 77
 –ssummen 93
 –sverhältnis 20f, 90
 –swert 119
 –sänderung 40
 Interbandübergang 97f, 100, 126, 128
 –sstärke 131
 Interferenzterm 25, 111
 Interpolation 85, 91
 –sgeraden 86
 Intraband-Matrixelement 126
 Invariante 106, 108
 –n-Verfahren 108
 Ionen 26
 Isomer 36
 –übergangs 91
 Isotop 3, 10, 15f, 19, 28
 –enhäufigkeit 28
 Iteration 63, 95, 105, 114
 –sschritt 89, 105
- J**
- Jahresmittel 30
- K**
- K-gemischt 125
 K-Schale 22
 K-Übergangsrichtung 98
 Kabel 51
 –durchführung 50, 52f
 –führung 48
 –längen 45
 –strang 52
 Kalibrierlinien 63
 Kalibrierparameter 61
 –satz 66
 Kalibrierquellen 61, 63
 –messungen 63
 –spektren 63
 Kalibrierung 39, 63f
 Kammer 18, 29, 31, 35, 41, 50, 52f
 –außenwand 53
 –druck 31
 –konstruktion 31
 –rohr 48f
 –seite 31
 –wand 42, 51, 53
 Kanal 16, 44, 54f, 57, 64
 –inhalt 61
 –nummer 54, 57
 –zahl 44
 Kandidaten 22
 Kanten 46, 91
 Kanäle 61, 108
 Kapitel 109
 Kaskadenenergie 50
 Kasten 117
 Kern 9–12, 15, 19, 27, 29, 37, 52, 79, 89, 94ff,
 106, 124, 130f, 135f, 165
 –deformation 3, 13, 27
 –form 9, 111, 163
 –kräfte 87
 –ladung 51
 –ladungsdichte 95f
 –modell 88, 94, 111, 132
 –oberflächen 87
 –radius 27, 96, 132
 –stromdichte 96
 –struktur 9
 –symmetrieachse 122, 125
 –system 27
 –volumen 96
 –wechselwirkung 27
 –wellenfunktionen 27, 87
 –zentren 99
 –zustand 10
 –übergang 21
 Kinematik 37f, 59
 –bedingung 38
 –rechnung 60
 Klimaanlage 31
 Koax-Vakuumdurchführung 52
 Koeffizienten 46, 63
 Koexistenz 124
 Kohlenstoffbacking 32
 Kohlenstofftarget 32
 Koinzidenz 16, 19f, 22, 25f, 32, 38ff, 59, 61,
 76ff, 88f, 136, 163
 –Zeitinformation 58
 –auflösungszeit 40
 –bedingung 59
 –daten 34
 –detektor 19, 26
 –fenster 60
 –fensterbreiten 59
 –informationen 78
 –messungen 33, 44
 –spektren 59, 67

- zeit 40f, 45, 52, 54, 57, 59f, 91
 - zählraten 19
 - Kollaborationen 37
 - Kollimator 17f, 48f
 - Kollimierung 19
 - Kollisionszeit 52
 - Kombination 10, 88, 99
 - Kompensation 119
 - sbeschaltung 55
 - Komplexität 61, 100, 123
 - Komponente 12f, 21, 28, 39, 65, 87, 135
 - nanteile 165
 - Kompressorsystem 35
 - Kompromiss 52
 - Konditionierungsphase 35, 49
 - Konfidenzniveau 104
 - Konfiguration 19, 49f, 102
 - Konsistenz 103
 - Konstante 89
 - Konstruktion 36, 50, 125
 - sprinzip 40
 - Kontakt 49, 88
 - ierung 42
 - Kontamination 28f, 31
 - Konvergenz 84
 - Konversion 6, 19, 58, 87, 91
 - selektronen 25
 - selektronenlinien 29
 - selektronenspektroskopie 25, 77
 - skoeffizient 19, 21, 25, 77, 91f
 - Koordinatennullpunkt 95
 - Koordinatensystem 51, 95, 106
 - Kopenhagen 15
 - Kopplung 84, 90, 93, 101f, 108, 114, 124, 131
 - sfunktionen 94
 - smodell 93f
 - Korrektur 25, 41, 45f, 60, 79, 81, 97, 119
 - Korrelation 93, 101f, 104f, 114
 - Kostenaspekte 37
 - Kreuzung 81
 - sbereich 82, 128
 - Kriechfähigkeit 51
 - Kristall 19
 - Kräfte 66
 - Krümmungsmatrix 104
 - Kugel 52
 - flächenfunktionen 95
 - oberfläche 37
 - volumen 50
 - Kunststoff 51
 - schicht 51
 - verarbeitung 51
 - Kupferklebefolie 53
 - Kupferleitlack 53
 - Kühlfalle 31
 - Kühlleistung 35
 - Kühlung 27, 35
- ## L
- L-Bindungsenergie 21
 - L-Röntgenlinie 19
 - L-Schalen 21f
 - übergang 21
 - L-Vakanzen 19, 21
 - Labor 28, 58
 - betriebspersonal 35
 - system 9f, 16, 84, 96, 106
 - Ladung 25, 42, 96
 - ssammlung 40
 - ssammelungszeit 59
 - sschwerpunkt 95
 - sträger 42
 - sverteilung 10, 96, 106
 - Lagerbehälter 29
 - Lagerung 31
 - Laufzeit 95
 - Lebensdauer 12f, 43, 87, 91, 130
 - Legendre Polynome 88
 - Legnaro 26
 - Leistungsfähigkeit 50
 - Leistungsänderung 35
 - Leiteroperatoren 125
 - Leiterplatte 42, 44
 - Leitkleber 42, 44
 - Leuchtzifferblätter 30
 - Level 30
 - Lieferzustand 43
 - Limit 94, 134
 - ierung 19, 25
 - Linearität 114
 - Linearkombination 95
 - Linie 19, 21f, 24f, 28, 32, 34, 37f, 40f, 59ff, 63, 66ff, 76f, 81, 88–91, 93, 101, 117, 165
 - nbreite 63, 66
 - nform 66, 80
 - nidentifikation 61, 89f
 - ninhalt 61, 63
 - nintensität 32, 34, 59, 68, 76, 78, 89f
 - nmaxima 60
 - nsuchalgorithmus 63
 - nzahl 63
 - Links 48
 - Linux 67
 - Literatur 80, 93, 100
 - wert 20, 63, 91

- Litzen 51
 LMU 42, 51, 55
 Luft 29, 31
 –strom 31, 35
 Lunge 30f
 –ngewebe 29
 –nkrebsrisiko 30
 Lupe 42
 Lyngby 49
 Länder 30
 Lösung 29, 80, 90, 93f, 99, 101ff, 105, 107f,
 110f, 114, 119, 122, 126, 133, 136
 –sansatz 80, 103
 –svarianten 110
 –swege 119
 Lötschmauchspuren 42
 Lötstellen 51
- M**
- M1 19, 21, 24, 76, 88, 98ff, 111, 113f, 116f,
 126ff, 132f, 164
 –/E2 19
 Magnetspektrograph 16, 25, 28
 Maier-Leibnitz-Labor 15
 Marquardt-Levenberg 79, 117
 Maske 39
 Masse 25, 37, 44, 52, 130, 134
 –nbelegung 28
 –nbereich 37, 44
 –ndefekt 22
 –nschwerpunkt 95
 –nunterschiede 28
 –näquivalent 94
 Material 28, 31, 51f
 Matrix 58, 66f
 –element 24, 79f, 88, 90f, 93–106, 108–
 111, 114, 117ff, 122, 124, 126, 128,
 130, 136, 164f
 Maussteuerung 68
 Maxima 18, 30, 45, 54
 –lfehler 105
 –lmaße 50
 –lprogramm 36
 –lzählrate 40
 Maß 13
 Maßnahmen 30
 ME30 50
 Mehraufwand 52
 Mehrdeutigkeit 66, 93
 Mehrfachanregung 52
 Mehrfachlinien 66
 Mehrfachtreffer 61
 Messdaten 93
 Messergebnisse 19, 136
 Messfehler 66, 81f, 87, 89, 91, 98, 111
 –bereich 89
 Messgenauigkeit 25, 57
 Messgrößen 61
 Messtechnik 108
 Messung 15f, 22, 24ff, 37, 39, 44, 49, 57, 63,
 77, 80, 87, 100, 103
 Messwert 22, 79f, 93, 103
 Meter 18
 MICROBALL 26
 Microelectric 49
 Mikhailov 22, 97, 101
 Mikrocomputersystem 58
 Mikrosekunden 19
 Mindestschwelle 27
 Miniaturstecker 49
 MINIBALL 26
 Minimalisierung 101ff, 105
 Minimierung 88, 98, 100–105, 109f, 112, 129,
 164f
 –sweg 110
 –szeit 110
 Minimum 80, 88, 90, 94f, 100, 102–105, 110f,
 114
 –spunkt 104
 –swert 102
 Minuten 94
 MIPS 58
 Mischung 13, 84, 93, 122, 125f
 –samplituden 126
 –srechnung 125
 Mittel 11, 135
 –punktnormalen 51
 –ung 93, 133, 135
 –wert 30, 85f, 89, 93, 128
 –wertbildung 128
 MLLE 58
 Modell 3, 7, 9, 12f, 25, 27, 79f, 82, 84, 90f,
 93ff, 102, 105, 107, 109, 111, 114, 119,
 122ff, 126, 128, 135
 –(-Vorurteil) 93
 –abweichungen 80, 82f
 –analyse 135
 –annahme 95, 105, 114
 –beschreibung 84
 –fit 105, 119, 128
 –formel 98
 –kopplung 93, 118
 –niveauschema 90
 –parameter 79–82, 93ff, 98–102, 104f, 114,
 118f, 165

- rechnung 45, 80f, 99, 119, 124f, 133, 136, 165
- system 80, 88, 93, 95, 108
- test 122
- unabhängigkeit 119

Modifikation 82f

Modul 50, 55

- größen 54

Moment 96, 100, 103, 114, 132, 136

Montage 49

Monte-Carlo 40, 163

- Simulation 41

Mosaikdetektor 36, 43, 47, 49f, 163

Multidetektorsystem 54

Multiphononkomponente 124, 126

Multiplett 90

Multiplexer 34, 55

Multiplicitäten 26

Multipolarität 91, 99, 124

- sgruppe 109f

Multipolmomente 131f

Multipoloperatoren 96

Multiprozessor 58

Mylar 18

München 25, 28, 34, 50f, 58

- Messung 41

N

Nachbaraufspaltung 86

Nachbarkerne 84ff, 130, 133, 135

Nachbeschleuniger 4, 35

Nachweis 12, 15f, 18, 26, 38, 46, 77, 136

- barkeit 22
- grenze 77f, 128
- ort 37
- wahrscheinlichkeit 37, 66, 90

Nadelventile 31

Namensgebung 9

NAND 54

NBI 36

- Experimente 64

NBITAL 26f, 31f, 35ff, 39, 50, 58, 65

- Detektor 41

Nebenbedingung 37, 90, 108, 132

Neutronen 125

- einfangprozesse 16
- fluss 28, 66
- schäden 66
- zahlen 9

Ni 41

Nichtinertialsystem 10

Nichtkommutativität 106

Nichtraucher 30

Niederenergieschwanz 60

Niederspin 128

Niels Bohr 4f, 15, 28, 35, 58

Nilsson 86, 122, 132f

- Band 125
- Zustandsdichte 12
- näherung 122
- wert 133
- zustand 12, 133

NIM 54f

Niveau 5, 24, 28, 34, 61, 66f, 74f, 79, 87f, 94, 98, 108, 130, 134, 164

- energie 24, 126
- schema 24, 26, 62, 66–69, 73, 88f, 108, 136
- zuordnungen 24

NORDBALL 3, 15, 26, 34ff, 39, 45f, 50ff, 58, 60, 63, 76f, 88, 136, 163

- Detektor 18, 31
- Typ 32
- Umgebung 49

Normierung 24, 60, 96

Notabschaltung 35

Notfallplan 32

Np 130

NuDat 130

Nuklid 36

Näherung 25, 30, 79, 102, 105, 114, 119, 122, 126, 128, 134

O

Oberfläche 29, 31

- nhftung 53
- nzähler 31

Objektivierung 59

Observablen 80, 105

Ofen 42, 51

Oktupol 10

- Vibration 9, 12, 125
- Vibratoren 131
- aufspaltung 11
- barriere 134
- deformation 3, 9, 11f, 84, 124, 131
- komponente 9, 124
- korrelation 12f, 15, 124
- limit 134
- mode 86
- phonon 12, 134
- wechselwirkung 84
- zustand 12

Online 36

- Operationsverstärker 55
 Operatoren 10, 106, 125f
 Optimierung 26, 35, 94
 –skriterien 59
 Orbital 86
 Ordnung 11, 13, 21, 45, 66, 76, 79, 85, 97, 99f,
 106, 108, 119, 122, 131, 133
 –svorgaben 117
 Orientierung 45f
 Ort 16, 54
 –sauflösung 35, 37
 –sbestimmung 39
 –sinformation 26
 –sunsicherheit 46
 Oszillation 122
 Oszillator 122
 –quantenzahl 13
 Output 54
 Oxidtarget 28
- P**
- Pa 9ff, 20f, 130f, 135
 –Strahlzeit 65
 –Zerfallsreihe 41, 163
 Paarkräfte 123f
 Paarproduktion 91
 Parabel 104
 –fit 105
 Parallelplattenzähler 26
 Parameter 57, 61, 63, 79f, 83f, 86, 93–98, 100–
 105, 109, 111, 114, 117ff, 122f, 125–
 129, 132f, 135, 164
 –anzahl 93
 –fehler 105
 –raum 105
 –satz 86, 94, 97ff, 103, 118, 131
 –wert 102
 –zahl 111
 Parametrisierung 67, 98, 103, 105, 109, 117,
 132
 Parität 11ff, 73, 77, 84, 86, 125f, 133ff
 –s-Dublett-Banden 84
 –saufspaltung 11f, 84ff, 164
 –sdublett 6, 11f, 84, 136
 –soperation 10
 –spartner 11f, 22, 84, 131ff, 135
 –spartner-Seitenband 77
 –spartnerband 11, 15, 74, 82, 85, 128, 131f,
 134
 –stransformation 10
 –szustand 84
 –szweig 135
- Partner 11f, 19, 89, 114, 132
 –band 13
 PC 55
 Pentium 94
 Periode 35, 100
 Pfade 106
 Phase 98f
 –nbeziehung 98f
 –nentscheidung 109
 –nfaktor 74
 –nkonvention 109
 –nwahl 98
 Phononen 124
 Photographie 42
 Photopeakeffizienz 60
 Photopindioden 19
 Physik-Department 19
 Pikosekunden 13
 PIN-CsI(Tl) 17
 PIN-Diode 42, 46, 165
 –neinheit 42, 163
 –nmittelpunkt 46
 PIN-Oberfläche 42
 Pinzette 44
 Plastikfolie 31
 Platinenlayout 42, 55
 Platzbedarf 51
 Polen 34, 53
 Polynom 61, 63, 88
 Population 36, 133
 Populierung 22, 27
 Position 45
 Potential 13, 123, 136
 –barriere 134
 –eigenschaften 27
 –modell 11
 –wall 11f
 Potenzen 106
 Preset 54
 Prinzipschaltbild 54, 56
 Priority 54
 Prioritätsdecoder 54
 Probemöglichkeiten 136
 Programm 21, 25, 51, 55, 58–61, 67, 79, 88,
 90f, 95, 99, 101f, 104, 106, 108, 114
 –entwicklungen 58
 –kette 124
 –paket 55, 58, 67
 –steuerung 101
 –umgebungen 58
 –version 67
 –vorgabe 114
 Projektbeginn 26

Projektil 25, 27f, 35, 37ff, 41, 44ff, 60, 77, 108

- bahn 87
- bereich 37
- energie 99
- kern 59f

Projektion 10, 13, 67, 84, 124f, 135

Protaktiniumisotope 12, 135f

Protaktiniumtarget 60

Protokollseite 65

Proton 19, 123ff, 133

- en-Einschussenergie 16
- enstrahl 19

Prozentbereich 28

Prozessor 94, 105

Präzisionsmessungen 34

Prüfung 95, 106

Pumpquerschnitt 31

Q

Q-Wert 22

Q3D 16, 28

- Magnetspektrograph 25

QPM 124

QPMC 94, 111, 126ff, 133, 164

- Modell 126, 128
- Rechnung 126ff
- Theorie 126, 128

Quadrupol 9f, 106

- Quadrupol 124
- Oktupol 13
- Oktupol-Kopplung 134
- Oktupoldeformation 136
- deformation 9f
- moment 25, 128, 132
- tensor 106

Qualität 42f, 58, 103, 108

- seinbußen 43

Quantenmechanik 9, 94, 136

Quantenzahl 10, 13, 73f

Quarztarjet 17

Quasiteilchen-Komponenten 125

Quasiteilchen-plus-ein-Phonon-Komponenten 125

Quasiteilchen-plus-Phonon 12, 124

Quasiteilchenzustand 12, 124

Quelle 59, 63f

- nbreitenpolynome 66
- ninformationen 65
- nintensitäten 63
- nlinienbreiten 66
- nproblem 36

R

Ra 130

Radioaktivität 40, 44

Radiumisotope 29

Radiumregion 12

Radius 39

- gewinn 50

Radon 30

- belastung 30
- expositionen 30
- komponente 29f

RADWARE 67

- Standardkalibrierfile 67
- format 67
- programmpaket 67

Rahmen 89

- bedingung 50

RAM 50

Random-Phase-Approximation 124

Range 3, 13f

Raster 42

Rate 57

Raum 19, 88, 94, 99, 103, 105

- bereich 105
- ladungsdichte 9
- temperatur 35

Raumwinkel 39, 45f, 48, 52

- abdeckung 26, 48, 91
- bereich 37
- effizienz 47
- kegel 48

Rauschen 66

Rauschschwelle 44, 49, 54

Reaktion 16, 19f, 22f, 25, 28, 37, 40, 43, 163

- s-Q-Wert 16
- skanäle 26
- sprodukte 39f

Reaktoren 28

Rechenanlagen 108

Rechenaufwand 104

Rechenleistung 94

Rechenzeit 89, 94f, 99, 104

- reduzierung 105

Rechner 58

- kommunikationssoftware 58
- leistung 94

Recoil 45

Reduktion 30, 40, 54, 59, 84, 89, 110

Referenz 135

- band 135

Reflexionsasymmetrie 86, 134

Reflexionssymmetrie 96, 124

Region 12, 86, 102, 131f, 165
 Regler 55
 Reichweite 13
 Relativgeschwindigkeit 52
 Renormierung 128, 133
 Reparatur 35
 Replay 58f
 –programm 60, 67
 Rest 21
 –energie 19
 –kern 12
 –wechselwirkung 123ff
 Ring 88f
 Risø 4, 35
 RM-Parameter 127
 Rn 130
 Roh-Spektrum 57
 Rohdaten 63
 Rohrquerschnitte 32
 Rotation 9f, 125, 133f
 –sachse 135
 –sanregung 11
 –sband 11f, 79, 125, 130
 –sellipsoid 10
 –sformel 84f
 –sfrequenz 133–136, 164
 –sinvariante 106ff
 Rotationsmodell 34, 76, 79, 84, 94f, 99, 103,
 106, 109, 111, 114, 117ff, 124, 126f,
 164f
 –funktionen 114, 117
 –parameter 110f, 117
 –parametrisierung 111, 128
 Rotationssymmetrie 10, 84
 Rotationswinkel 10
 Rotator 100
 Routine 58, 60
 Rumpf 103, 128, 133
 –kern 9, 84, 124f, 131
 –nukleonen 124
 Rundungsfehler 91
 Räume 102
 Röntgenkonversion 21f, 163
 Röntgenlinien 19, 22
 Röntgenquanten 21
 Röntgenstrahlung 66, 89
 Rückfluss 77
 Rückstreuung 28, 47
 Rückwärtshälfte 45
 Rückwärtsrichtung 39
 Rückwärtswinkel 39, 52
 Rückzerfall 77
 Rückübergang 76

S

Sauerstoff 28
 Schale 91
 –nkorrekturen 95
 Schaltkreise 54f
 Schaltplan 55
 Schaltvorgang 54
 Schaltzeit 55
 Schicht 42
 –dicke 30
 Schieber 17, 31
 Schirmung 34, 51
 Schleifen 106
 Schluss 19
 Schnittbildung 68
 Schnitte 67
 Schrittweite 95
 Schutzwiderstand 55
 Schwankungen 65, 134
 Schwefelprojekteile 40
 Schwellen 52
 Schwerionen 26, 35, 50, 136
 –energie 27
 –labor 4, 15, 34
 Schwermetall 29
 Schäden 43
 Sechseck 52
 Segment 35, 39, 47, 60, 165
 –auslese 49
 –ierung 42
 –mittelpunkte 47
 Seitenband 13, 24, 66f, 76ff, 93, 100ff, 114, 128
 –übergang 62
 Seltzer–Hager 21, 91
 Semiklassik 10
 Separation 58, 122
 –energie 12
 SGI/Indigo 67
 SGI/Indy 67
 Shell 61
 Si-Flügel 57
 Si-Teilchendetektor 4, 15, 35, 39, 42, 59f
 Sicherheit 41
 –sanforderung 28
 –smaßnahmen 29
 –splan 32
 –sschleuse 18
 –sspielraum 32
 Sichtfenster 17
 Siemens 42
 SIGMA 106, 108

- Signal 36, 45, 53ff
 - auslese 34
 - erzeugung 53
 - leitungen 52
 - qualität 52
 - verarbeitung 45
- Signatur 10, 73f, 76, 81, 85f, 97
 - aufspaltung 128
 - schwankungen 134
 - zweig 74, 135
- Signifikanz 19, 107, 109, 111, 114, 119
 - niveau 80, 93
- Silberfarbe 53
- Silicon 58
- Simplex 10, 73f, 85f, 134f
 - partner 85, 135
 - quantenzahl 74
- Simulation 94
- Skalar 106
- Skalierungsfaktor 41
- Skript 61, 64
- SL-Werte 80
- Software 35, 58f
 - fehler 36
 - pflege 67
 - zeitfenster 59
- Sonderfälle 61, 90, 100
- Sonnenmasse 94
- Soub-Coulomb-Transfer 108
- Spannung 43
 - seinheit 42
 - sschwankungen 35
 - sversorgung 27, 55
- Speicher 54
- Spektren 33f, 41, 57f, 60f, 64, 66f, 88
 - akkumulation 36
 - darstellungsprogramm 67
- Spektroskopie 16, 26, 37, 41
- Spektrum 5, 19, 34, 41, 57, 60f, 63, 68, 78
- Sperrrichtung 42
- Spezialstecker 52f, 163
- Sphäroide 132
- Spiegelbild 10
- Spiegelsymmetrie 89
- Spin 10f, 13, 34, 52, 73, 77, 79–83, 85, 98, 103, 107f, 122, 125f, 128, 130, 133f
 - Zustände 39
 - ordnung 76
 - wert 81
 - zuordnung 134
 - übertrag 27
- Spindelgewinde 31
- Spline 91
- Staggering 134
- Standardabweichung 79, 103
- Standardkalibrierfile 67
- Startposition 95, 99
- Startvorgabe 88
- Startwert 89, 100
- Statistik 19, 22, 26, 32, 40f, 67, 77, 89, 93
- Staubteilchen 31
- Steckkontakte 42
- Steckverbinder 34, 52f
- Steckverbindung 42
- Steuerung 6, 101
- Stoß 52, 99
- Strahl 18, 27f, 31, 35ff, 41, 60
 - ablenkung 35
 - achse 46, 88
 - bedingung 61, 66
 - eintritt 48, 51f
 - enbelastung 29
 - energie 36, 49, 60
 - enschutzgrund 63
 - intensität 19
 - richtung 17
 - rohr 48
 - rohrseite 32
 - strom 32, 40, 43, 57
- Strahlung 29
 - sschäden 43
- Strahlzeit 29f, 35f, 39, 49, 58, 65
 - anfang 35
 - blöcke 15
 - periode 26, 65f
- Streukammer 18, 49
- Streustrahlung 18
- Streuung 37, 44f
- Streuvorgang 37
- Streuwinkel 16, 43, 45, 52
- Streuzentrum 42, 45f, 48, 51f
- Stromintegrator 57
- Struktur 7, 12, 15, 24, 32, 81, 122, 124, 126, 130, 132, 135f
 - zuordnungen 24
- Strömungsgeschwindigkeit 31
- Studien 30
- Stäube 31
- Störeinstrahlungen 53
- Störterme 122
- Störungen 11, 79, 94, 103
- Störungsrechnung 99
- Stützpunkt 91, 101, 104f
 - tabellen 92
- Subcoulombkanäle 27
- Subcoulombtransfer 27

- Summationspfade 108
 Summationsregeln 106
 Summenenergie 50
 Summenspektren 62, 69, 73, 89f
 Symmetrie 9f, 45, 73, 88f, 136
 - achse 13, 79, 125, 133, 135
 - anforderung 9
 - brechung 9, 12
 - prinzipien 10
 - relation 89, 96
 - term 11
 Symmetrisierung 89
 Systematik 109, 132
 Systemintegration 26
 Sättigung 135
 - sspannung 42
- T**
- Tagesmittel 30
 Tandem 4, 32, 35
 - beschleuniger 28
 - beschleunigerlabor 4, 15, 28
 - seite 31
 Tantalexperimente 36
 Tape 57f
 Target 15, 18, 24, 26, 28–31, 34, 37, 39, 41–45, 51, 60, 66
 - Projektilkombinationen 27, 44
 - Quellenspektren 40
 - alter 32
 - backing 39f
 - bereich 18
 - dicke 40
 - ein-/Ausbau 31
 - fleck 42
 - halterung 31
 - herstellung 16
 - kammer 52, 136
 - kern 25, 28, 37, 39, 45f, 60
 - konfiguration 43
 - linien 60, 66
 - material 18f, 25, 28, 40, 59
 - oxid 39
 - position 63
 - schleuse 17
 - streuwinkel 45
 - verunreinigungen 44
 - wechsel 44
 - zentrum 48
 TDC 54
 Teilchen 32, 39, 43, 46, 48, 84
 - γ -Koinzidenzen 24, 73, 88
 - $\gamma\gamma$ -Matrix 59ff
 - Gamma 136
 - Koinzidenzen 38
 - beschuss 43
 - detektor 17, 35, 50, 54, 57f, 88f
 - detektorsystem 26, 50
 - identifikation 18
 - koinzidenz 37, 39, 54, 163
 - selektion 19
 - spektroskopie 25
 - zahlen 125
 - zähler 19
 Teilexperimente 65
 Teilläufe 65, 163
 Temperaturparameter 95
 Tensor 96, 106
 - algebra 94
 - eigenschaften 108
 - operatoren 106
 - produkt 106
 - skalarprodukt 106
 Termination 95, 103
 Termschema 68
 Test 13, 19, 25, 53, 60, 80, 95, 108, 111, 126, 128
 - Target 32
 - betrieb 26
 - experimente 15
 - rechnung 99
 - version 95
 Th 130, 135
 Theorie 119, 128
 - ansatz 127
 - genauigkeit 119
 Thoriumisotope 134
 Timinglinienbreite 59
 Tochterkerne 29, 60
 Toleranzwert 30
 TORNADO 58
 Totalprojektion 67
 Totzeit 19
 Toxizität 29
 Transfer 19
 - Wirkungsquerschnitt 77
 - kanal 16, 37
 - reaktionen 24, 128
 Translation 95
 Transport 31, 49
 - behälter 30
 - genehmigungen 31
 Treffer 19, 44, 54, 57
 - information 44, 59
 TRI 58

- Trigger 54
 - bedingung 52
 - signal 54
 - ung 36
 - Trinkwasser 29
 - Triplet 90
 - Tritium-Grenzwert 30
 - Tritonen 16, 19
 - wirkungsquerschnitt 18
 - Tropfenmodell 13
 - Trägheitsmoment 79, 81, 122, 125f, 133ff, 164
 - Trägheitsparameter 79, 84f
 - TTL 54f
 - Ausgang 55
 - TU-München 19, 42
 - Tunneleffekt 134
 - Tunnelwahrscheinlichkeit 12, 134
 - Turbomolekularpumpe 31
- U**
- Uhr 30
 - Ultraschallbad 42
 - Umbau 36
 - Umgebung 30, 58
 - luft 31
 - Umordnung 21
 - Umschaltvorgang 54
 - Ungenauigkeit 16, 119
 - Universität 19, 28, 49
 - UNIX 58, 61, 67
 - Scripts 65
 - Unsicherheit 22, 25, 30, 34, 130, 134f
 - Unterband 73f
 - Unterdrückung 32, 52, 59
 - Untergrund 18f, 29, 38, 40f, 52, 57, 59ff, 67, 80
 - abzug 33f
 - ereignis 59
 - korrektur 41, 60
 - linie 59f
 - messung 41
 - reduktion 34, 41, 59
 - spektren 60, 67f
 - Unterschalen 21
 - Unterscheidungsindex 124
 - Ununterscheidbarkeit 41
 - Uranbergwerk 30
- V**
- Vakanzen 21
 - Vakuum 17f, 35, 50, 124
 - dichtigkeit 51
 - einbruch 32
 - kammer 50
 - system 32
 - Valenz-Quasiteilchen 124
 - Valenznukleon 9
 - Valenzproton 133
 - Valenzschalen 130
 - Van-de-Graaff 4, 32, 35
 - Variation 41, 76, 98, 102f, 105, 114, 124
 - smöglichkeiten 108
 - VAX/VMS 58
 - Ventil 31
 - Verbesserung 26, 32, 35, 40f, 45, 59ff, 63, 65, 79, 108, 110, 122
 - smöglichkeit 45
 - Verbindung 17, 53
 - Verdrahtung 45
 - Vereinfachung 9, 105
 - Verkabelung 34, 51f
 - Versorgungsspannung 35
 - Verstärker 39, 44, 59
 - abstimmung 54
 - versionen 45
 - Versuch 16, 78
 - sanlagen 29
 - Vertauschung 79, 98
 - Verunreinigungen 28
 - Verzweigungsverhältnis 87, 90, 128
 - Vibration 9, 49
 - Vieldetektorsystem 26, 165
 - Vielzählersystem 37
 - VMS 58
 - Volldarstellung 50
 - Vollständigkeit 108
 - Volumen 95
 - Vorhersage 10, 15, 32, 136
 - kraft 123
 - Vorpumpe 31
 - Vorschriften 28
 - Vorsichtsmaßnahmen 31
 - Vorteil 25, 37, 87, 105
 - Vorurteil 65, 80
 - Vorverstärker 27, 34, 36, 40, 44, 53
 - kästen 53
 - Vorwärtshemisphäre 66
 - Vorwärtsrichtung 26, 36, 39
 - Vorwärtswinkel 39
 - Vorzeichen 45, 74, 84f, 90, 97f, 100, 109ff, 122, 131
 - sensitivität 25
 - untersuchung 94
 - wahl 100, 109
 - wechsel 110
 - änderung 109

W

Wafer 42
 Wahlfreiheiten 106
 Wahrscheinlichkeit 10, 25, 27, 52, 80, 103, 111
 -santeil 99
 -skriterium 103
 -sverteilung 34
 Wand 42
 -material 50
 Warschau 44
 Wartezeit 35
 Wasser 29
 Wechselwirkung 9, 25, 37, 87, 130, 134
 -spartner 87
 -sprozess 25
 -sstärken 99
 Weiterentwicklung 37, 39, 45
 Weiterzerfall 22
 Wellenanteil 98
 Wellenfunktion 13, 122, 124ff
 -samplituden 13
 -santeil 122, 132
 Werkstattarbeiten 51
 Wertebereich 80
 Wertetripel 133
 WHO 29
 Widerspruch 15, 22
 Wiederholung 57
 Wigner 106
 -Eckart 96
 -funktion 10, 125
 Windmühlenflügel 39
 Winkel 32, 52, 88
 -abhängigkeit 111
 -auflösung 45, 59
 -bereich 19, 32
 -differenz 88
 -verteilung 16, 76, 87ff
 -verteilungsinformation 88f
 Winther 6, 87
 Wirkung 10, 25, 102
 -squerschnitt 19, 57
 Wischtest 31
 Woods-Saxon 123

Y

Yield 21, 88, 90, 100f
 Yrastband 73, 77
 Yrastzustand 73, 76, 131, 164

Z

Zahl 57, 80, 88, 93f, 98, 101, 104f, 109, 119
 -enwert 13
 Zeichenbearbeitung 61
 Zeit 19, 35f, 40, 43, 94
 -abhängige 66
 -auflösung 40, 45, 59
 -aufwendigkeit 88
 -differenzen 57
 -fenster 19, 59
 -kreise 36, 45, 49
 -mangel 36
 -signal 40, 49, 54
 -skala 87
 -spektren 59
 -umkehroperator 98
 Zellgewebe 29
 Zenerdioden 55
 Zentralstoß 52
 Zerfall 16, 24f, 29, 32, 34, 39ff, 44, 60, 76f, 87f,
 93, 99, 104, 118
 -senergie 96
 -skette 29f
 -slinie 34, 91
 -sreihe 29
 -sübergang 90, 102
 Zerosuppression 54
 Zerstörung 29f, 43
 Ziel 37, 111
 -zustand 37
 Zufallsrauschen 67
 Zugänglichkeit 67, 130
 Zukunft 37
 Zuordnung 22, 24f, 34, 39, 62, 67, 78, 130, 136
 Zusammenbau 19
 Zusammensetzung 125
 Zusatz 95
 -detektor 50
 -detektorystem 15
 -einflüsse 43
 Zustandsenergie 11, 79, 122
 Zustandsübergang 9
 Zwei-Quasiteilchenzustand 124
 Zweibandenkopplung 122
 Zweig 74, 79, 81, 117, 135
 Zwischenprodukte 106
 Zwischenzustand 77, 85, 99, 106, 108
 Zyklotron 4, 34
 Zähler 16, 31, 63
 -parameter 57
 Zähligkeit 45
 Zählrate 19, 40, 52, 57

Danksagung

Herrn Prof. Dr. J. de Boer möchte ich für die Überlassung des tief reichenden Themas und die Schaffung der Rahmenbedingungen zur selbstbestimmten Durchführung dieser Arbeit meinen herzlichen Dank aussprechen.

Die Finanzierung des Projektes und der beteiligten Mitarbeiter wurde dankenswerter Weise in Teilen vom Bundesministerium für Forschung und Technologie (BMFT)¹, im Rahmen der Wissenschaftlich-technischen Zusammenarbeit (WTZ), der [Deutschen Forschungsgemeinschaft \(DFG\)](#), der [Volkswagenstiftung](#), dem [Tandem Beschleunigerlabor des Niels Bohr Instituts, Risø, Dänemark](#), der Universität Warschau, dem [Schwerionenlabor der Universität Warschau, Polen](#), der Ludwig-Maximilians-Universität München, dem [Tandem-Beschleuniger Labor der Universitäten Münchens](#), den beteiligten japanischen Instituten, dem Bayerischen Staat, dem Institut für Nuklearforschung, Kiew, Ukraine, der Karls-Universität, Prag, Tschechische Republik und der Dänischen Stiftung für Wissenschaften übernommen.

Die Durchführung einer komplexen Forschungsarbeit ist immer ein Gemeinschaftsprojekt, speziell in einer internationalen Kollaboration, zu dessen Gelingen viele einen Beitrag geleistet haben. Bei allen, die mich unterstützt haben, möchte ich mich herzlich bedanken.

Besonders möchte ich im Folgenden einige hervorheben, ohne dass die Reihenfolge der Nennung eine Wertung der Beiträge darstellen soll:

The [Tandem](#) Laboratory of the Niels Bohr Institute, Risø, Denmark, coordinators [G. Sletten](#) and [G.B. Hagemann](#), and the staff for hospitality during a preparation visit and two long periods of beam time. The support by P.H. Christensen, [A. Holm](#) and [J. Westergaard](#) is especially acknowledged.

Thanks for support to the Japanese team of [H. Kusakari](#), M. Sugawara, Y. Yoshizawa and T. Shizuma for providing and operating their COULEX detector during the initial period of the beam time. Your kindness to keep the detector running at the maximum possible level without regard for money or personal resources is appreciated.

I am grateful to the University of Warsaw with its [Heavy-Ion Laboratory](#) at the [Cyclotron](#) for continued support and hospitality; especially to [J. Srebrny](#) for his help in planning, organizing and carrying out the experiments in Denmark and for extensive discussions. [T. Czosnyka](#) was permanently helpful with discussions using [GOSIA](#). [P.J. Napiorkowski](#) and [J. Iwanicki](#) helped with the software of the coulex detectors and [GOSIA](#) and their families gave us much help and friendship.

I am thankful to all for the social time spent together and of course for their support during

¹jetzt [Bundesministerium für Bildung und Forschung \(BMBF\)](#). 1994 wurden vom damaligen Bundeskanzler die Bundesministerien für Bildung und Wissenschaft sowie BMFT zum Ministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie zusammengeführt. Seit 1998 vereinfachte Namensführung.

the beam times in Risø, Warsaw and Munich. I want to highlight the beam-time support of J. Choinski, C. Droste, M. Kisielinski, A. Kordyasz, M. Kowalczyk and P. Olbratowski. Thanks go also to the Warsaw electronics laboratory for adjusting the preamplifier channels.

И ешпресс мы гратитуде то А.И. Левон, Депармент оф Нуцлеар-Атомиц Процесес оф тхе Институте фор Нуцлеар Ресеарч (ИНР) оф тхе Натионал Ацадемы оф Сциенцес оф Украине (НАСУ) фор алл тхе фруитфул дисцуссионс анд хис хелп дуринг континуед висиц анд беам тимес. Тханк ьюоу фор ьюоур алшаьс фаст респонсе анд ьюоур шиллингнес то гет тогетхер деспите травел диффикултиес.²

Thanks to J. Kvasil, Charles University, Prague, Czech Republic, for the theoretical model calculations and discussions of the theoretical background.

P. Alexa, jetzt am Institut für Chemische Technologie, Prag, Tschechien, danke ich für sein offenes Ohr für alle theoretischen Fragen und die schnellen Problemlösungen. Dank für die Hilfe im Verständnis des QPMC, seiner Algorithmisierung und das aufmerksame Korrekturlesen der Arbeit.

Herrn C. Günther von der Universität Bonn danke ich für Diskussionen, Modellrechnungen und Mitfinanzierung des Projekts und seinem Mitarbeiter T. Weber für die Vorbereitung und Mitarbeit bei den Strahlzeiten, vor allem für die Schaffung eines Basislagers in Risø.

Herr Friese und seine Gruppe von der TU München half beim Einsatz der PIN-Dioden.

Die Mannschaft des Tandem-Beschleunigers Garching unter der Führung von Herrn W. Carli sorgte für den glatten Verlauf der Strahlzeiten.

Herr H. Steffens und die mechanische Werkstatt der Sektion Physik in Garching mit Herrn R. Oehm und Herrn S. Huber, sowie Herrn E. Maier vom Kunststofflabor der MPI haben die die Konstruktion und den Bau des Teilchendetektors ermöglicht. Ich danke für die nötigen Werkstattarbeiten auch am Wochenende.

Das Targetlabor der Sektion Physik unter Herrn H.J. Maier hat die Targets angefertigt und bereitgestellt.

Beim Umgang mit radioaktiven Targets halfen die Strahlenschützer Herr R. Birnstock und Herr A. Schmidmeier im Beschleunigerlabor. Herr R. Grossmann war für die Sektion Physik und bei der Vorbereitung des Transports nach Dänemark zuständig.

Bei Herrn R. Satzkowski bedanke ich mich für die Logistik und die reibungslosen Auslands Transporte, sowie die Zollabfertigung, der unterschiedlichen für die Experimente nötigen Geräte.

Die Rechnergruppe mit Herrn K. Steinberger, Herrn R. Lutter, Herrn K. Schoeffel und Herrn O. Schaile war, neben der Sorge für einen reibungslosen laufenden Betrieb, dankenswerter Weise bei Computerproblemen stets mit schnellen Problemlösungen zur Stelle.

Die Bibliothek unter Frau C. Müller-Roth konnte die benötigte Literatur stets schnell beschaffen, falls dort nicht bereits vorhanden.

Die Elektronik-Werkstatt stellte die Infrastruktur bereit, baute den Multiplexer auf und übernahm Lötarbeiten. Herr H. Müller führte Lötarbeiten aus.

Meinen ehemaligen Lehrern Herrn A. Müller und Herrn A. Wiedemann am Gisela-Gymnasium

²I express my gratitude to A.I. Levon, Department of Nuclear-Atomic Processes of the Institute for Nuclear Research (INR) of the National Academy of Sciences of Ukraine (NASU) for all the fruitful discussions and his help during continued visits and beam times. Thank you for your always fast response and your willingness to get together despite travel difficulties.

München danke ich für die enthusiastische und präzise Einführung in die Physik, sowie die fundierte Einführung in die Informatik.

Das Sekretariat des Lehrstuhls de Boer mit Frau I. Wiedemann übernahm, solange existent, alle Verwaltungsaufgaben. Herr F. Rieß half immer schnell bei Problemen rund um **GASPAN**. Bei den Mitarbeitern des Lehrstuhls de Boer fand ich Unterstützung. Besonders A. Lösch beteiligte sich bei den ersten Planungen, A. Gollwitzer half bei Vorbereitungen in Warschau und S. Denninghoff unterstützte mich beim Test der Elektronik in München.

Insbesondere M. Loewe danke ich für die lange Zusammenarbeit, seinen persönlichen Einsatz, seine stete Diskussionsbereitschaft und die zugrunde liegende Begeisterung auch für die Physik außerhalb seines Arbeitsschwerpunkts.

Nicht zuletzt geht der Dank an meine Frau, meinen Bruder (Prüfung des Textes mit dem Computer) und meine Eltern für Ihre Unterstützung und Geduld.

What could be better to end with, as the motto of the **Coulex** enthusiasts, first developed by T. Czosnyka:

Kun¹ Coulex.

¹kun (danish), only (english), тільки (ukrainian), tylko (polish), pouze (czech), 唯一 yuiitsu* (japanese), nur (german) as learnt in true intercultural exchange started after wondering about special offers in supermarket and pizza advertisements. (* notes differences in translating both meanings in one word.)